

# KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Oktober 1972

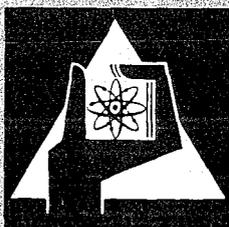
KFK 1662

Zyklotron-Laboratorium

**Elastische und inelastische Streuung von 104 MeV Alpha-Teilchen  
an  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$**

H. Rebel, R. Löhken, G. W. Schweimer, G. Schatz  
(Kernforschungszentrum Karlsruhe)

G. Hauser  
(II. Physikalisches Institut der Universität Heidelberg)



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

**Als Manuskript vervielfältigt**

**Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE**

Kernforschungszentrum Karlsruhe

August 1972

K F K 1662

Zyklotron-Laboratorium

Elastische und inelastische Streuung von  
104 MeV Alpha-Teilchen an  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$

---

H. Rebel, R.Löhken, G.W.Schweimer, G.Schatz

und

G. Hauser<sup>†</sup>

<sup>†</sup>II. Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



## Zusammenfassung

Differentielle Wirkungsquerschnitte für die elastische und inelastische Streuung von 104 MeV  $\alpha$ -Teilchen an  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$  wurden gemessen. Die experimentellen Resultate wurden auf der Basis eines anharmonischen Vibrationsmodells mit der Methode der gekoppelten Kanäle analysiert und legen die Werte für die Deformationsparameter genau fest. Im Bereich der Vorwärtswinkel werden die Winkelverteilungen für die  $4^+$ -Zustände von  $^{58,60}\text{Ni}$  von der  $L = 4$  -Einstufenanregung dominiert, was mit der Beobachtung von  $E4$ -Übergängen bei  $(e,e')$ -Experimenten in Einklang steht. Aus den Ergebnissen der Analyse der  $2_1^+$ - und  $3_1^-$ -Zustände lassen sich in modellunabhängiger Weise Übergangsraten gewinnen, die mit Ergebnissen elektromagnetischer Untersuchungsmethoden und der inelastischen Protonen-Streuung verglichen werden können. Aus dem Vergleich muß man schließen, daß die Übergangsraten differieren und bei der Protonenstreuung generell höher sind. Die Unterschiede sind besonders deutlich bei der Anregung der  $3^-$ -Zustände von  $^{58,60}\text{Ni}$ .

Die elastischen Wirkungsquerschnitte wurden sowohl im phänomenologischen optischen Modell als auch in einem halbmikroskopischen Faltungsmodell interpretiert und rms-Radien für die Verteilung der Kernmaterie wurden gewonnen.

## Abstract

Differential cross sections are measured for the elastic and inelastic scattering of 104 MeV  $\alpha$ -particles from  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ . The experimental results are analyzed in terms of coupled channels on the basis of an anharmonic vibrational model and prove to be quite sensitive to the values of the deformation parameters. For forward angles the  $4^+$  angular distributions of  $^{58,60}\text{Ni}$  are dominated by a  $L = 4$  single excitation mechanism. This is in keeping with the  $E4$ -transitions observed in  $(e,e')$  scattering. From the  $2_1^+$ - and  $3_1^-$ -results transition rates are derived which can be compared to results of electromagnetic methods and of inelastic proton scattering studies. The comparison indicates that the transition rates differ and are generally higher for the proton scattering. Especially in the case of the  $3^-$  states of  $^{58,60}\text{Ni}$  the differences are obvious.

The elastic cross sections are analyzed both on the basis of the usual phenomenological model and in terms of a semi-microscopic folding model resulting in values of rms-radii for the nuclear matter distribution.



## I. Einleitung

Das Interesse am kollektiven Verhalten der Kerne wurde neu belebt durch die Entdeckung großer statischer Quadrupolmomente der ersten angeregten  $2^+$ -Zustände von doppelt geraden Kernen, die seit langem als typische, sphärische Vibrationskerne gegolten haben<sup>1</sup>. In einem phänomenologischen Vibrationsmodell lassen sich die großen Quadrupolmomente als Folge von verhältnismäßig geringen Beimischungen der Zwei-Phonon-Amplitude zum Ein-Phonon-Zustand erklären<sup>2</sup>. Anharmonizitäten dieser Art bedingen auch die beobachtete energetische Aufspaltung des Triplets der Zwei-Phonon-Zustände sowie die Abweichungen der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten von den Voraussagen des harmonischen Vibrationsmodells<sup>3</sup>. Die experimentellen Befunde haben die Notwendigkeit einer verfeinerten kollektiven Beschreibung - auch für tiefliegende Zustände - aufgezeigt und bilden zugleich einen empfindlichen Test für die theoretischen Versuche, auf mikroskopischer Basis die anharmonischen Effekte zu erklären<sup>4</sup>.

Bei den experimentellen Studien des kollektiven Verhaltens der Kerne hat sich herausgestellt, daß die elektromagnetischen Untersuchungsmethoden eine wertvolle Ergänzung durch die Streuung nuklearer Projektile erfahren. Insbesondere die Streuung von  $\alpha$ -Teilchen mittlerer Energie ist seit langem eine probate Methode für das Studium der Kernoberfläche. Neuere experimentelle Untersuchungen<sup>5</sup> an Kernen der 2s-1d-Schale mit 104 MeV- $\alpha$ -Teilchen haben nicht nur feinere Details der Kernoberfläche - wie Hexadekapoldeformationen der Kerngestalt - mit großer Deutlichkeit klargelegt, sondern gestatten auch eine sichere Unterscheidung von prolater und oblater Deformation<sup>6</sup>. Die bei diesen Studien beobachtete große Empfindlichkeit der Wirkungsquerschnitte auf Größe und Vorzeichen der Übergangsamplituden legt es nahe, auch die Anregung von Vibrationskernen mit  $\alpha$ -Teilchen im 100 MeV-Bereich zu studieren.

Die elastische und inelastische Streuung von Protonen, Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen an den geraden Ni-Isotopen ist schon recht häufig mit vielfältigen Fragenstellungen untersucht worden. Die Beliebtheit dieser Targets hat nicht nur experimentelle Gründe. Die Niveauschemata der niedrig liegenden Zustände der geraden Ni-Kerne lassen das Vibrationsmodell als Ausgangspunkt der Analyse sinnvoll erscheinen. Vom Standpunkt der derzeitigen Analysenverfahren sind

jedoch die meisten früheren Ergebnisse sehr grob. Die experimentellen Studien der  $\alpha$ -Teilchenstreuung an  $^{58}\text{Ni}$  bei 50 MeV von Jarvis et al.<sup>7</sup>, die Beobachtung des anomalen Phasenverhaltens der  $4^+$ -Zustände durch Horen et al.<sup>8</sup>, sowie die theoretische Deutung von Tamura<sup>9</sup> haben für die  $4_1^+$ -Zustände von  $^{58,60}\text{Ni}$  einen dominanten Beitrag einer  $L = 4$  Einstufenanregung aufgezeigt. Kürzlich<sup>10</sup> wurden bei der inelastischen Streuung von 40 MeV Protonen in Coupled-Channel Analysen der Effekt ebenfalls klargelegt und die Deformationsparameter aus dem Experiment gewonnen. Eine ähnliche befriedigende Untersuchung liegt für  $\alpha$ -Teilchen nicht vor. Nur die Coupled-Channel-Rechnungen (CC) von Tamura<sup>9</sup> berücksichtigen sowohl Einfach- als auch Mehrfachanregung des  $4^+$ -Zustandes. Sie sind aber hinsichtlich der verwendeten optischen Potentiale und wegen der Benutzung reeller Formfaktoren nur als grobe Überprüfung der früheren Experimente zu betrachten.

In der vorliegenden Arbeit berichten wir über die Streuung von 104 MeV  $\alpha$ -Teilchen an niedrig liegenden Zuständen von  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{62}\text{Ni}$  und  $^{64}\text{Ni}$ . Daß sich in diesem Energiebereich die  $L = 4$ -Anregung der  $4^+$ -Zustände sehr gut festlegen lassen sollte, war nicht die einzige Motivitation. Die Ergebnisse<sup>10</sup> der CC-Rechnungen für die 40 MeV-Protonenstreuung an  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{60}\text{Ni}$ , sowie zahlreiche Ergebnisse<sup>14</sup> der  $\alpha$ -Teilchen-Streuung bei niederen Energien ermöglichen es, in diesem Fall der Frage nachzugehen, inwieweit die Werte für die Deformationsparameter und Übergangsraten für verschiedene Projektile oder verschiedene Einschußenergien differieren. Es zeichnet sich nämlich - insbesondere bei hohen Projektil-Energien - der Trend ab, daß die Werte der Deformationsparameter bei der Protonen-Streuung generell höher liegen als bei der  $\alpha$ -Teilchen-Streuung. Ein solcher Befund ist qualitativ verständlich. In erster Näherung läßt sich der Realteil des Wechselwirkungspotentials  $U_R(r_\alpha)$  durch die Relation<sup>20,11,19</sup>

$$U_R(\vec{r}_\alpha) = \int \rho(\vec{r}) V_{\text{eff}}(\vec{r} - \vec{r}_\alpha) d^3r$$

mit der Massenverteilung  $\rho(\vec{r})$  und der effektiven Projektil-Wechselwirkung  $V_{\text{eff}}(\vec{r} - \vec{r}_\alpha)$  in Zusammenhang bringen. Unterschiedliche

Reichweiten von  $V_{\text{eff}}$  bedingen bei gleicher Deformation von  $\rho(\vec{r})$  unterschiedliche Deformationen von  $U(\vec{r}_\alpha)$ . Darüber hinaus kann man feststellen, daß  $\alpha$ -Teilchen lediglich den äußersten Rand der Kernoberfläche ausleuchten, Protonen jedoch in tiefere Zonen eindringen.

Selbst wenn man aber diesen Effekten durch eine adäquate Relation zwischen der Deformation des Potentials und der Massenverteilung Rechnung trägt, bleiben in den Übergangsraten (den reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten) Diskrepanzen. Es läßt sich darauf hinweisen, daß man aus der  $\alpha$ -Teilchenstreuung nur den isoskalaren Anteil gewinnt, während bei der Nukleonen-Streuung und den elektromagnetischen Methoden auch der  $\Delta T = 1$  -Anteil beiträgt. Daß man aus der  $\alpha$ -Teilchenstreuung mit Hilfe der konventionellen Analysen auf der Basis eines deformierten optischen Potentials die Übergangsraten nahezu modellunabhängig bestimmen kann, ist von Bernstein<sup>12</sup> erläutert worden. Es ist ein Ziel der vorliegenden Arbeit, durch eine konsistente Untersuchung der stark angeregten  $2_1^+$  und  $3^-$  -Zustände in den geraden Ni-Isotopen mit dem von Bernstein vorgeschlagenen Verfahren Übergangsraten zu gewinnen und sie mit anderen Ergebnissen zu vergleichen.

Die Relation zwischen optischem Potential und Massenverteilung kann dazu benutzt werden, um aus der elastischen Streuung rms-Radien für die Massenverteilung zu gewinnen<sup>20,12</sup>. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung von 104 MeV  $\alpha$ -Teilchen sind mit diesem Ziel schon mehrfach erfolgreich untersucht worden<sup>13</sup>. Die in dieser Arbeit für die Nickel-Isotope gewonnenen rms-Radien der Massenverteilung sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnisse aus dem Studium der  $\mu$ -mesonischen Atome oder aus der Elektronenstreuung.

## I. Experimente

Die Experimente bestehen in der Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastische und inelastische Streuung von  $10^4$  MeV  $\alpha$ -Teilchen des Karlsruher Isochronzyklotrons an selbsttragenden  $^{58}\text{Ni}$ -,  $^{60}\text{Ni}$ -,  $^{62}\text{Ni}$ - und  $^{64}\text{Ni}$ -Folientargets (Anreicherung  $> 99\%$ ). Die experimentelle Anordnung, Streukammer, Detektoren, Nachweiselektronik sowie die Datenverarbeitung sind in den wesentlichen Details anderswo beschrieben<sup>5,15</sup>. Die  $^{58}\text{Ni}$ -,  $^{60}\text{Ni}$ - und  $^{62}\text{Ni}$ -Daten wurden am analysierten  $\alpha$ -Teilchenstrahl gemessen, während die  $^{64}\text{Ni}$ -Daten aus einer früheren Messung<sup>36</sup> am nichtanalysierten Strahl stammen. Als Detektoren wurden jeweils 5 mm dicke Si(Li)-Halbleiterdetektoren verwendet, die am analysierten Strahl eine Energieauflösung von 250-300 keV (FHWM) zeigten. Die Winkelauflösung der Streuanordnung wird zu  $\Delta\theta < 0.5^\circ$  abgeschätzt, während der Nullpunkt der Winkelskala durch Vergleichsmessungen der prominenten Diffraktionsoszillationen auf beiden Seiten der Strahlrichtung sicher genauer als auf  $0.1^\circ$  festgelegt werden kann. Die  $^{58}\text{Ni}$ -,  $^{60}\text{Ni}$ - und  $^{62}\text{Ni}$ -Daten sind z.T. bereits in einem früheren Bericht enthalten<sup>16</sup>. Es hat sich jedoch herausgestellt, daß die absolute Normierung dieser Daten dort systematisch um 30 % zu hoch ist. Die Daten wurden daher in weiteren Messungen überprüft und korrigiert mit einer Anordnung, die hinsichtlich ihrer Winkel- und Energieauflösung verbessert war (s. Ref. 5). Hiermit konnten die Daten auch für einige höher angeregte Zustände ergänzt werden. Die starken Linien, die in den Spektren der gestreuten  $\alpha$ -Teilchen an  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{60}\text{Ni}$  bei der Anregungsenergie von ca. 4,5 MeV bzw. 4,1 MeV zu finden sind, wurden den  $3^-$ -Zuständen zugeordnet.

Abb. 1 zeigt als Beispiel die experimentellen Wirkungsquerschnitte für die Streuung an  $^{58}\text{Ni}$ . Falls keine Fehlerbalken eingezeichnet sind, ist der statistische Fehler - einschließlich des Fehlers, der durch die Unsicherheit im Nullpunkt der Winkelskala bedingt ist - kleiner als 4 %. Die (verbesserten und ergänzten)  $^{58}\text{Ni}$ -,  $^{60}\text{Ni}$ - und  $^{62}\text{Ni}$ -Daten sind im Anhang B tabelliert.

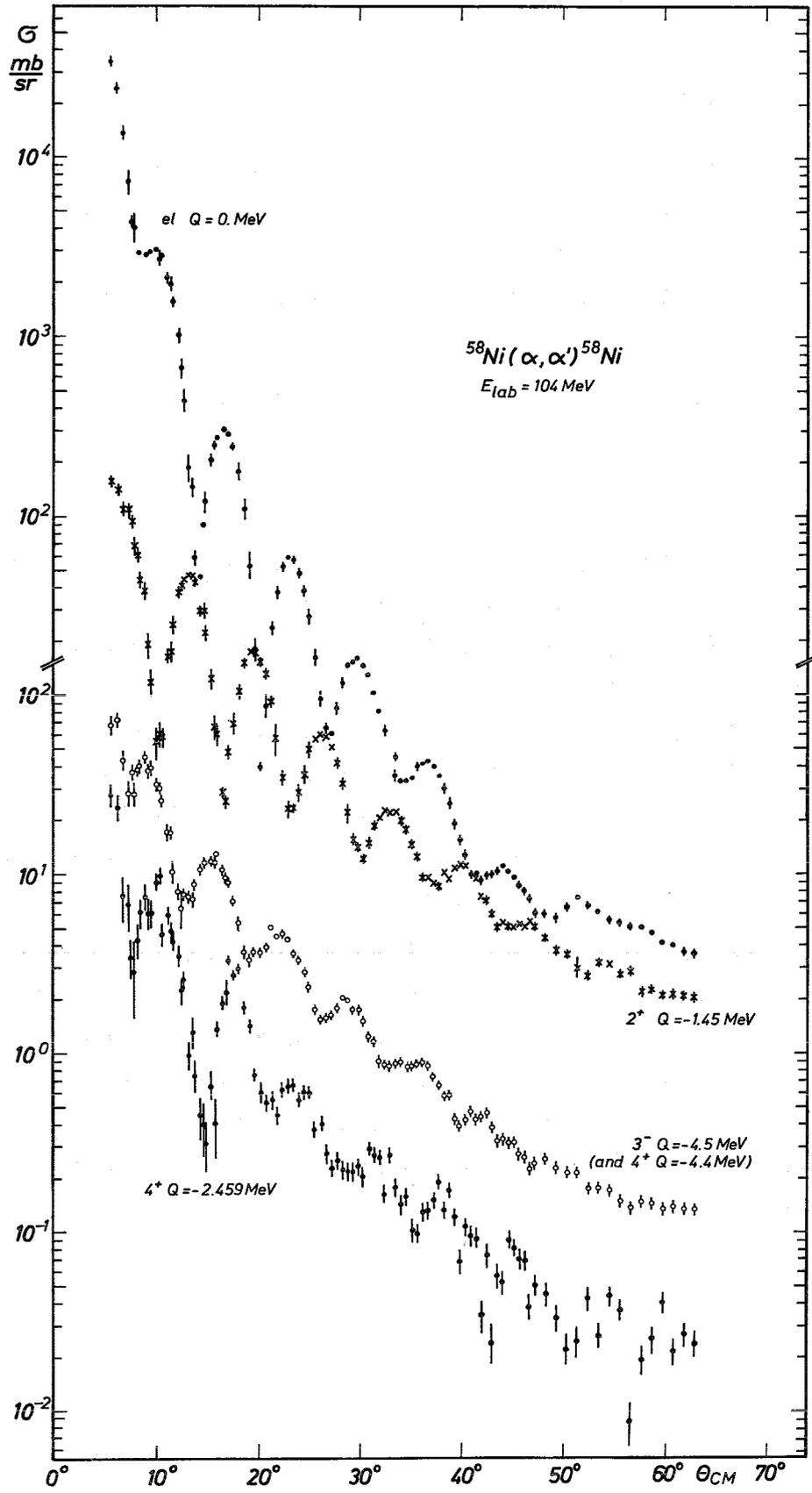


Abb. 1: Gemessene differentielle Wirkungsquerschnitte für die Streuung von 104 MeV  $\alpha$ -Teilchen an  $^{58}\text{Ni}$

### III. Elastische Streuung

#### a) Makroskopische Analyse

Für die makroskopische Analyse auf der Basis der phänomenologischen optischen Modells wurde das nukleare (lokale und sphärisch symmetrische) Potential in einer sechs-parametrischen Saxon-Woods-Form mit Volumenabsorption parametrisiert:

$$U(r_\alpha) = - V_0 (1 + e^{x_V})^{-1} - i W_0 (1 + e^{x_W})^{-1}$$

$$x_{V,W} = (r_\alpha - R_{V,W}) / a_{V,W}$$

Die Potentialtiefen  $V_0$  und  $W_0$ , die Radien  $R_V$  und  $R_W$  sowie die Diffuseness-Parameter  $a_V$  und  $a_W$  wurden nach der Methode des Minimums der Fehlerquadrate mit einem Fortranprogramm<sup>17</sup> an die Meßdaten angepasst. Als Coulomb-Potential wurde das Potential einer homogenen Ladungsverteilung mit dem Radius  $R_c = 1,3 \cdot A^{1/3}$  benutzt. Die Ergebnisse sind ziemlich unempfindlich auf den genauen Wert von  $R_c$ . Auch wird die Güte der Anpassung bei Einführung einer Oberflächenabsorption (Ableitung der Saxon-Woods-Form) nicht weiter verbessert.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Der (vorsichtig) mitvariierende Normierungsparameter  $f$  ermöglicht es, den experimentell nur mit einer Unsicherheit von ca. 10 % bekannten Absolutwert der Wirkungsquerschnitte bei der Anpassung zu readjustieren. Die in der Tabelle angegebenen Parameterfehler sind nach einem Verfahren berechnet, das in Ref. 5 näher beschrieben ist.

Target	$V_0$ [MeV]	$W_0$ [MeV]	$R_V$ ( $r_V$ ) [fm]	$R_W$ ( $r_W$ ) [fm]	$a_V$ [fm]	$a_W$ [fm]	$f$	$\chi^2/F$
$^{58}\text{Ni}$	120,0 $\pm 1,2$	21,3 $\pm 0,4$	4,92 $\pm 0,03$ (1,27)	6,00 $\pm 0,04$ (1,54)	0,74 $\pm 0,01$	0,67 $\pm 0,01$	0,92 $\pm 0,02$	5,4
$^{60}\text{Ni}$	113,1 $\pm 1,0$	22,4 $\pm 0,5$	5,18 $\pm 0,02$ (1,32)	5,96 $\pm 0,05$ (1,52)	0,68 $\pm 0,01$	0,72 $\pm 0,02$	1,04 $\pm 0,02$	5,8
$^{62}\text{Ni}$	117,5 $\pm 1,5$	22,3 $\pm 0,8$	5,08 $\pm 0,04$ (1,28)	6,04 $\pm 0,07$ (1,53)	0,70 $\pm 0,01$	0,71 $\pm 0,03$	0,86 $\pm 0,04$	8,1
$^{64}\text{Ni}$	135,1 $\pm 3,0$	21,2 $\pm 0,5$	4,81 $\pm 0,06$ (1,20)	6,21 $\pm 0,04$ (1,55)	0,80 $\pm 0,02$	0,73 $\pm 0,02$	0,82 $\pm 0,03$	6,1

Tabelle 1: Optische Potentiale für die elastische Streuung von 104 MeV  $\alpha$ -Teilchen

Abb. 2 zeigt die angepassten theoretischen Wirkungsquerschnitte mit den experimentellen Werten.

Bedingt durch die starke Absorption der  $\alpha$ -Teilchen am Kernrand entsteht bekanntlich bei der optischen Modell-Analyse das Problem der Eindeutigkeit des gefundenen Parametersatzes. Neben den in der Tabelle 1 angegebenen Sätzen mit Potentialtiefen  $V_0 \approx 120$  MeV werden die experimentellen Wirkungsquerschnitte auch verhältnismäßig gut durch Parametersätze mit  $V_0 \approx 180$  MeV beschrieben. Wie bereits in früheren Untersuchungen angedeutet<sup>15</sup>, können solche diskreten Vieldeutigkeiten eliminiert werden, wenn man die Wirkungsquerschnitte bei genügend hoher Energie zu genügend hohen Winkeln mißt, so daß die

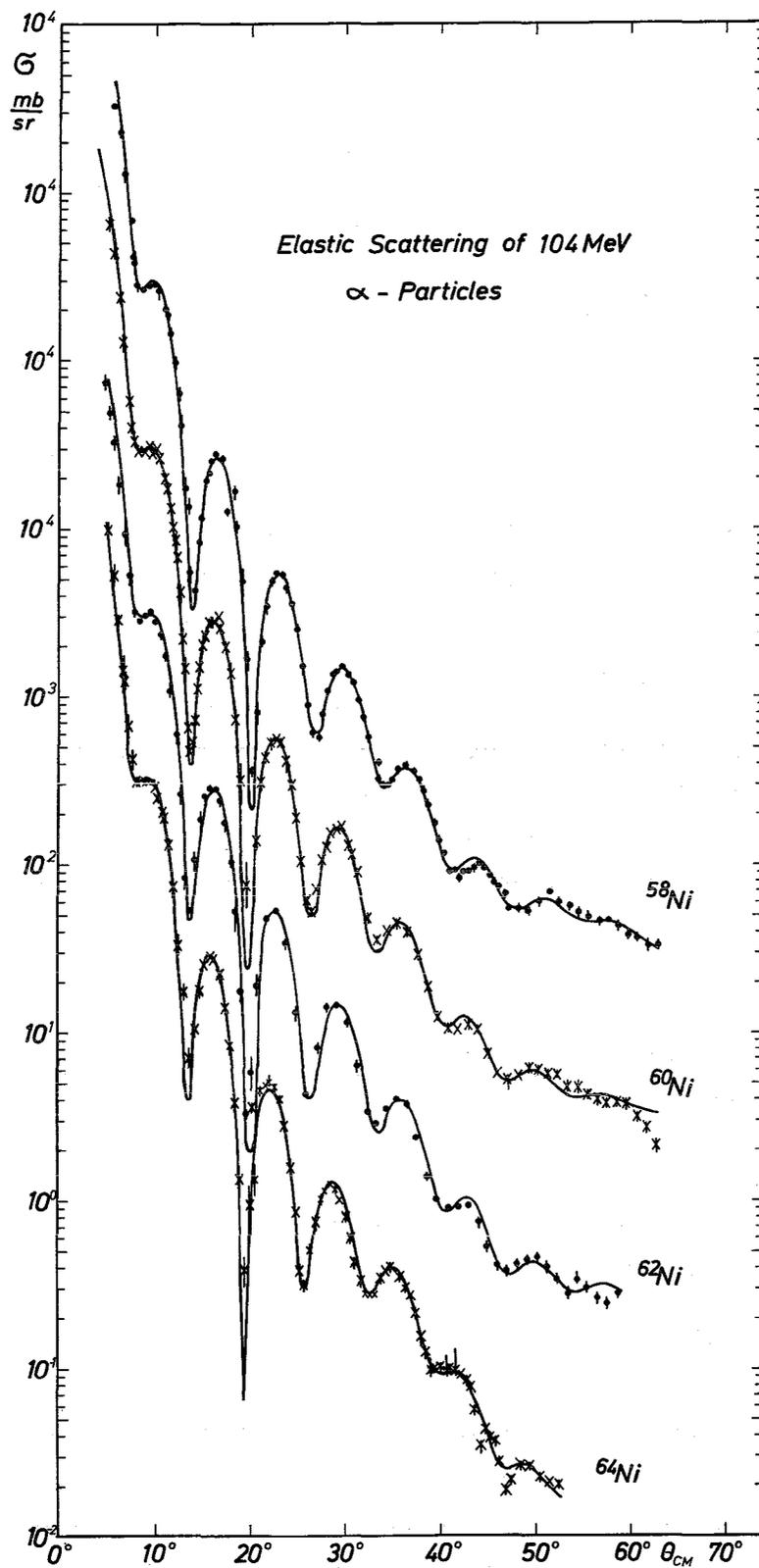


Abb. 2: Differentielle elastische Wirkungsquerschnitte für die Streuung von 104 MeV  $\alpha$ -Teilchen an  $^{58},^{60},^{62},^{64}Ni$

$\alpha$ -Teilchen in tiefere Zonen des Kerns eindringen. Für die Streuung von 104 MeV  $\alpha$ -Teilchen an leichten Kernen konnte auf diese Weise klar die Potentialfamilie mit  $V_0 \approx 120$  MeV ausgezeichnet werden. Es wurde beobachtet, daß dies dann möglich ist, wenn die elastischen differentiellen Wirkungsquerschnitte bis in einen Bereich untersucht werden, wo die Diffraktionsstruktur stark gedämpft erscheint und die auf den Rutherford-Querschnitt normierten Winkelverteilungen einen monotonen, fast exponentiellen Abfall zeigen. In Abb. 3 ist ein solches Verhalten der elastischen Wirkungsquerschnitte für  $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$  und  $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha)^{20}\text{Ne}$  demonstriert und mit den vorliegenden Ergebnissen für  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha)^{58}\text{Ni}$  verglichen. Es zeigt sich, daß unsere  $^{58}\text{Ni}$ -Daten gerade nicht in den für die Auflösung der diskreten Parametervieldeutigkeiten interessanten Bereich hinreichen.

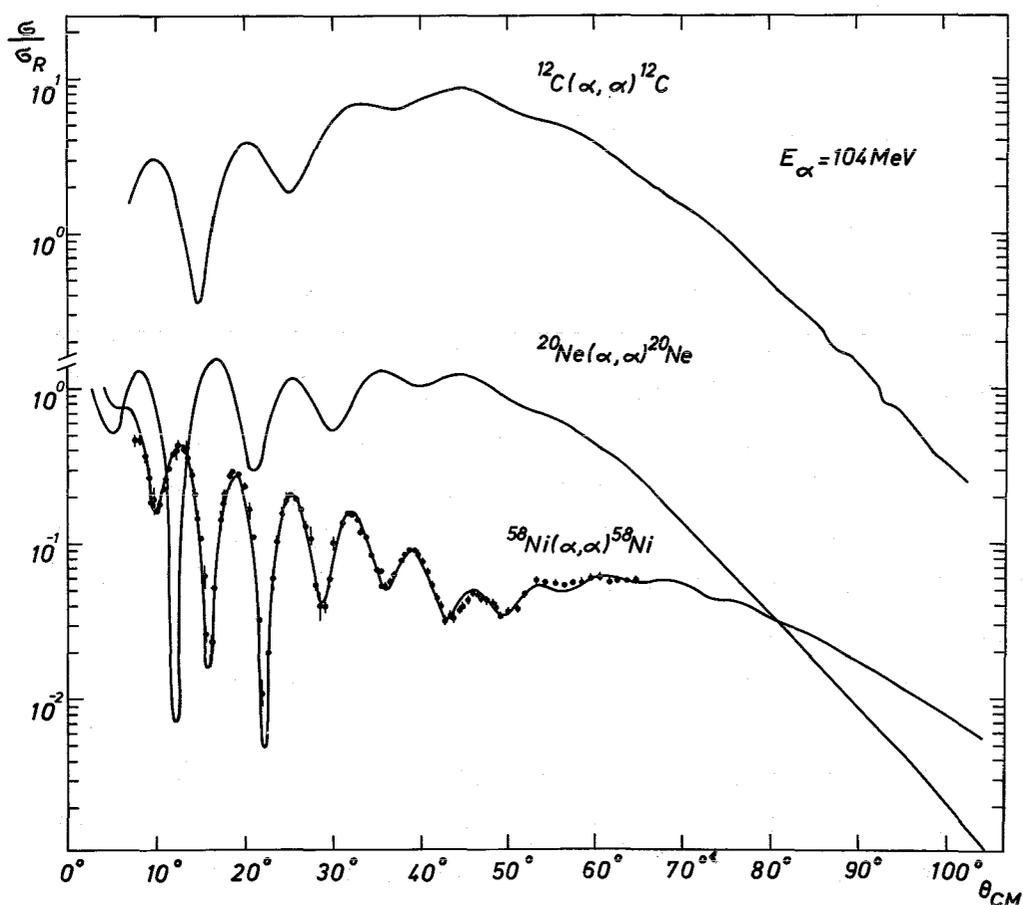


Abb. 3: Auf den Rutherford-Querschnitt normierte Winkelverteilungen für die Streuung von 104  $\alpha$ -Teilchen. Die durchgezogenen Kurven für  $^{12}\text{C}$  und  $^{20}\text{Ne}$  folgen den experimentellen Punkten.

Kürzlich wurden die diesen Beobachtungen zugrunde liegenden Kriterien für die Eliminierung der diskreten Vieldeutigkeiten eingehender untersucht<sup>18</sup> und für die elastische Streuung von 139 MeV  $\alpha$ -Teilchen an  $^{58}\text{Ni}$  demonstriert, daß die Potentialfamilie bei  $V_0 \approx 120$  MeV die einzige ist, welche den experimentellen Wirkungsquerschnitt auch bei größeren Winkeln befriedigend wiedergeben kann. Dabei wurde auch gezeigt, daß der charakteristische Abfall der Winkelverteilung nicht eine Folge der starken Absorption ist, sondern von der Tiefe des Realteils des optischen Potentials bedingt ist.

#### b) Halbmikroskopische Analyse

Eine halbmikroskopische Analyse der  $\alpha$ -Teilchenstreuung geht von dem intuitiv recht einsichtigen Ausdruck für den Realteil  $U_R$  des optischen Potentials aus, der von Jackson<sup>19,11</sup> vorgeschlagen wurde

$$U_R(\vec{r}_\alpha) = \int V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha) \varrho(\vec{r}) d\vec{r}$$

Hierbei bedeutet  $\varrho(\vec{r}) = \langle 0 | \sum_{i=1}^A \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) | 0 \rangle$  die Massenverteilung und  $V_{\text{eff}}$  die effektive  $\alpha$ -Teilchen-Nukleon-Wechselwirkung. Dieser Ansatz (Faltungsmodell), der dem "Reformulated Optical Model" für Protonen-Streuung von Greenlees et al.<sup>20</sup> entspricht, ist für die  $\alpha$ -Teilchen-Streuung sinnvoll, so lange zur Streuung vorzugsweise "streifende" Stöße beitragen. Diese stammen aus Zonen, wo das  $\alpha$ -Teilchen noch geringen Überlapp mit der Kerndichteverteilung hat und daher seinen Charakter als individuelles Teilchen bewahrt. Man benötigt daher die effektive Wechselwirkung zwischen  $\alpha$ -Teilchen und gebundenem Nukleon bei relativ großen Distanzen. Die effektive Wechselwirkung ist also von der langreichweitigen Komponente der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bestimmt. Die effektive  $\alpha$ -Nukleon-Wechselwirkung wurde von verschiedenen Autoren<sup>21,19</sup> als Gauß-Form abgeleitet

$$V(\vec{r}, \vec{r}_\alpha) = -V_0 \exp(-|\vec{r} - \vec{r}_\alpha|^2 / \mu^2)$$

In dieser Form wurde die effektive  $\alpha$ -Nukleon-Wechselwirkung zuletzt von Bernstein<sup>12</sup>, sowie sehr detailliert von Batty, Friedman und Jackson<sup>22</sup> studiert. Die Ergebnisse zeigen auf, daß die  $\alpha$ -Nukleonen-Wechselwirkung recht gut bestimmt ist.

Nach Bernstein<sup>12</sup> haben die Parameter folgende Werte

$$V_0 = 37 \text{ MeV} \quad \mu = 2,0 \text{ fm}$$

Die Stärke  $V_0$  gilt für den Grenzfall verschwindender Energie der  $\alpha$ -Nukleon-Streuung. Es ist daher vernünftig, einen Renormierungsparameter  $\lambda_R$  einzuführen, den man aus den experimentellen Wirkungsquerschnitten bestimmen muß. Die neue effektive Wechselwirkung

$$V_{\text{eff}} = \lambda_R \cdot V(\vec{r}, \vec{r}_\alpha)$$

ist über den Parameter  $\lambda_R$  energieabhängig.

Für die elastische Streuung beschränken wir uns auf den kugelsymmetrischen Anteil. Die radiale Dichte  $\rho(r)$  wird normiert auf

$$\int \rho(r) r^2 dr = \frac{A}{4\pi}$$

wobei A die Nukleonenzahl ist. Der Realteil des optischen Potentials hat dann die explizite Form

$$U_R(r_\alpha) = - \lambda_R V_0 \frac{2\pi\mu^2}{r_\alpha} \int \rho(r) \exp \left[ -(r_\alpha^2 + r^2)/\mu^2 \right] \sinh \frac{2r r_\alpha}{\mu^2} r dr$$

Für den Imaginärteil  $U_I$  verwenden wir entweder den makroskopisch bestimmten Anteil oder setzen nach einem Vorschlag von Bernstein<sup>12</sup>  $U_I$  proportional zu  $U_R$

$$U_I = i \frac{\lambda_I}{\lambda_R} U_R$$

wobei man mit  $\lambda_I$  einen weiteren empirisch zu bestimmenden Parameter einführt.

In dieser Form wurde das Modell für die Streuung von  $\alpha$ -Teilchen von 40 - 166 MeV angewandt<sup>11,13</sup>. Hiermit wurde im Diffraktionsbereich eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt. Hat man einmal  $(\lambda_R + i\lambda_I)V$  bestimmt, so läßt sich damit die Materieverteilung  $\rho(r)$  in der Oberflächenzone des Kerns untersuchen.

Das Verfahren, um für eine feste Energie die Parameter  $\lambda_R$  und  $\lambda_I$  zu bestimmen, ist die  $\alpha$ -Teilchenstreuung an  $^{40}\text{Ca}$ . Dies ist der schwerste T=0 Kern, und man darf annehmen, daß hier die Massenverteilung nicht von der Ladungsverteilung abweicht<sup>24</sup>. Ferner zeigt sich, daß  $\lambda_R$  und  $\lambda_I$  nur eine geringe Abhängigkeit von der Energie zeigen sowie unabhängig von A sind

Eine Analyse von Bernstein für die 104 MeV Daten an  $^{40}\text{Ca}$  ergibt (mit den obigen Werten für  $V_0$  und  $\mu$ )

$$\lambda_R = 0,815 \quad \lambda_I = 0,46$$

Bei unseren Analysen der elastischen Streuung an den Ni-Isotopen (Daten im Diffraktionsbereich bis etwa  $\theta=40^\circ$ ) haben wir die Materieverteilung als eine Fermiverteilung

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp((r-R_m)/a_m)}$$

angesetzt und den Radius  $R_m$  und die Diffuseness  $a_m$  angepasst. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Zum Vergleich sind auch die rms-Radien angegeben, die sich aus dem Parametersatz für die Ladungsverteilung ergeben, der die aus der Untersuchung  $\mu$ -mesonischer Atome gewonnenen experimentellen Ergebnisse von Acker et al.<sup>25</sup> beschreibt\*.

---

\* Seidler und Papanicolas haben unabhängig von uns unsere Ni-Daten, sowie die 42 MeV-Daten von Blair und Fernandez<sup>38</sup> ( $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$  und  $^{62}\text{Ni}$ ) analysiert. Die Übereinstimmung ist sehr gut<sup>26</sup>.

Tabelle 2: Dichteverteilung und rms-Radien aus der Streuung von 104 MeV  $\alpha$ -Teilchen

A	$R_m$ [fm]	$a_m$ [fm]	$\langle r^2 \rangle_m^{1/2}$ [fm]	$\chi^2/F$	$\langle r^2 \rangle_\mu^{1/2}$ [fm]
58	$4,17 \pm 0,03$	$0,50 \pm 0,01$	$3,74 \pm 0,03$	8,2	3,82
60	$4,45 \pm 0,03$	$0,45 \pm 0,01$	$3,83 \pm 0,03$	11,2	$3,85_5$
62	$4,01 \pm 0,07$	$0,61 \pm 0,02$	$3,85 \pm 0,06$	32,3	3,89
64	$4,28 \pm 0,11$	$0,55 \pm 0,03$	$3,90 \pm 0,09$	19,8	$3,92_5$
58	$3,98 \pm 0,04$	$0,56 \pm 0,01$	$3,72 \pm 0,03$	12,4	a
58	$4,05 \pm 0,01$	0,55	$3,74 \pm 0,01$	10,0	b
58	$R_n$ $4,17 \pm 0,05$	$a_n$ $0,50 \pm 0,02$	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$ $3,74 \pm 0,05$	8,4	c

- a. mit makroskopischem Imaginärteil
- b.  $a_m = 0,55$  fixiert
- c. Ladungsverteilung und Neutronenmaterie mit unabhängiger Geometrie. Parameter der Ladungsverteilung nach experimentellen Ergebnissen von Khvastunov et al.<sup>27</sup>:  $R_{ch} = 4,14$  fm,  $a_{ch} = 0,56$  fm,  $\langle r^2 \rangle_{ch}^{1/2} = 3,82$  fm.

Ferner sind für  $^{58}\text{Ni}$  auch die Ergebnisse aufgeführt, die sich bei Benutzung des imaginären Anteils des makroskopischen optischen Potentials (s.Tab. 1) oder bei Fixierung der Diffuseness  $a_m$ , sowie bei unabhängiger Geometrie von Neutronen- und Protonenverteilung ergeben. Es zeigt sich bei solchen Vergleichen, daß die rms-Radien offenbar durch die experimentellen Daten wesentlich besser bestimmt sind, als die einzelnen Parameter  $R_m$  und  $a_m$ , deren Werte offensichtlich miteinander korreliert sind (dies ist in der Fehlerangabe nicht enthalten).

Abb. 4 zeigt den theoretischen Wirkungsquerschnitt zusammen mit den experimentellen Daten für den Fall von  $^{58}\text{Ni}$ .

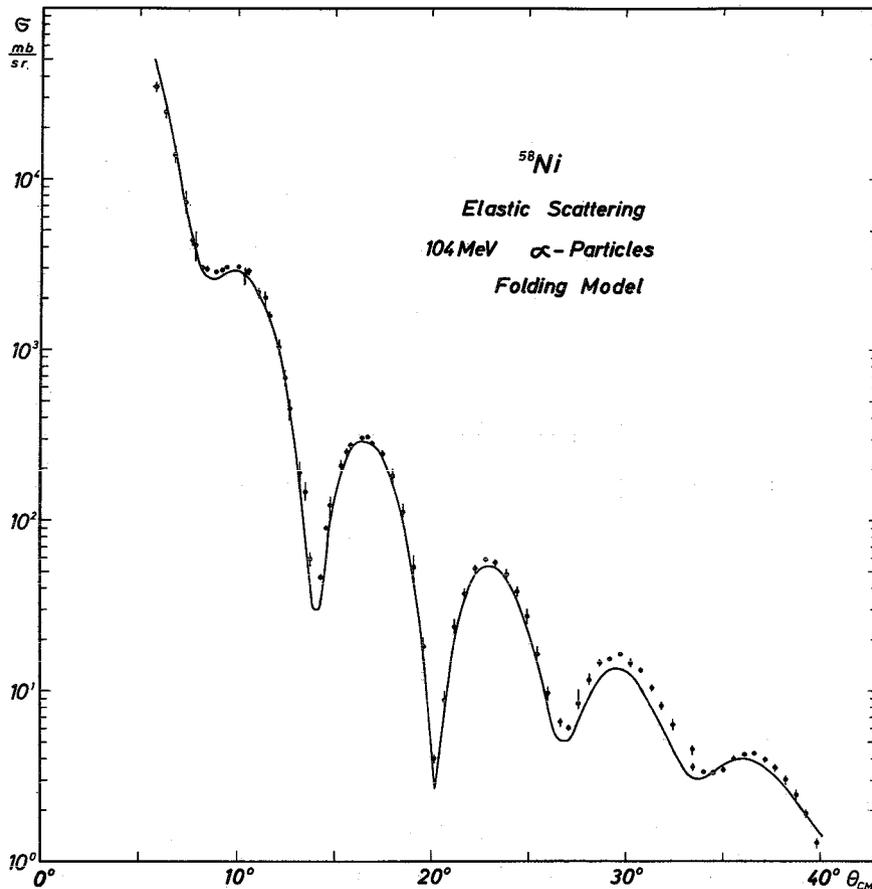


Abb. 4: Elastische Streuung von 104 MeV  $\alpha$ -Teilchen an  $^{58}\text{Ni}$  im Faltungsmodell

Abb. 5 vergleicht schließlich das halbmikroskopisch berechnete optische Potential mit dem phänomenologischen Saxon-Woods-Potential, das sich aus der makroskopischen Analyse ergab. Es zeigt sich, daß in dem Bereich, für den die Daten signifikant sind, die Stärke und Radialabhängigkeit der Potentiale gut übereinstimmen.

### Optical Potential

$^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha)^{58}\text{Ni}$   
 $E_{\alpha} = 104 \text{ MeV}$

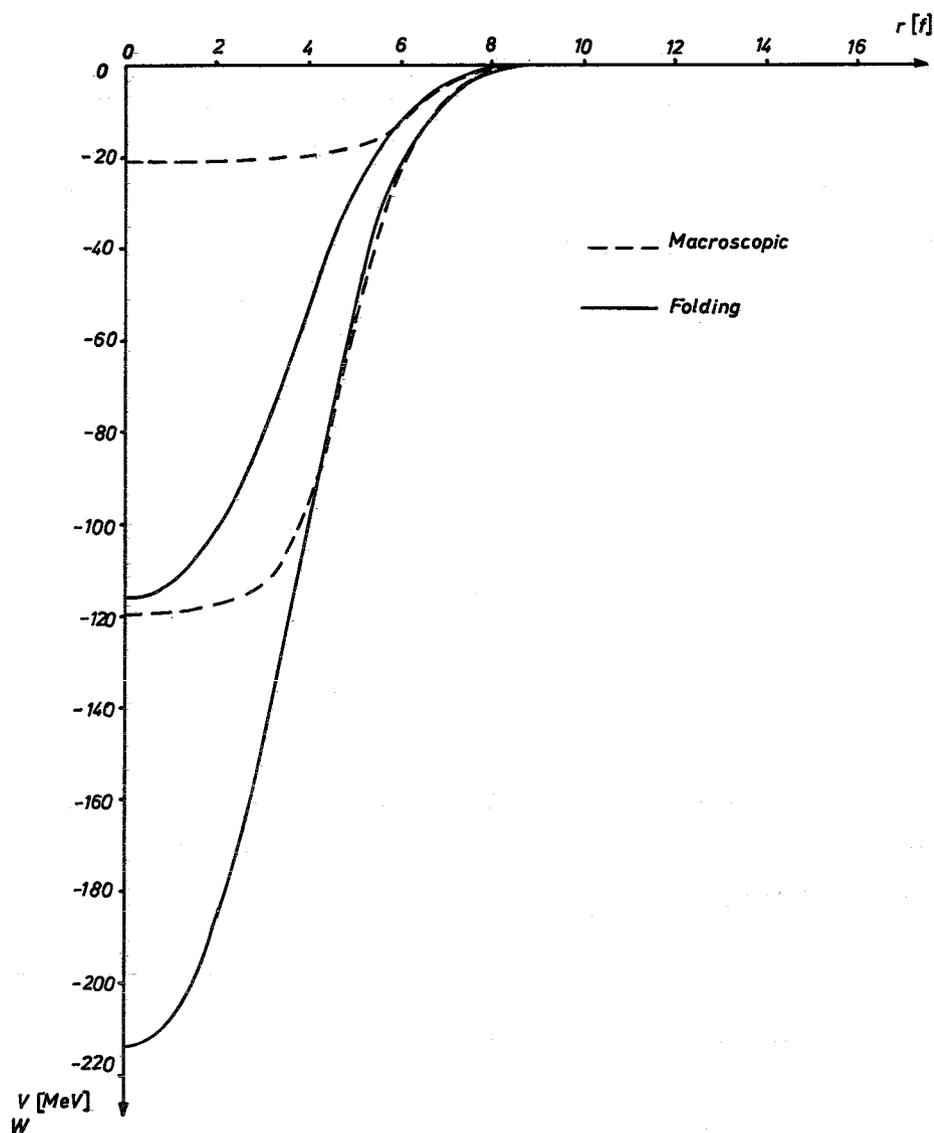


Abb. 5: Vergleich optischer Potentiale für die Streuung von 104 MeV  $\alpha$ -Teilchen an  $^{58}\text{Ni}$

#### IV. Inelastische Streuung

##### a. Grundlage der Analyse

Wir gehen davon aus, daß die niedrig liegenden Zustände der untersuchten Ni-Isotope kollektiver Natur sind und sich als Vibrationszustände beschreiben lassen. Entsprechend der Grundvorstellung des phänomenologischen kollektiven Modells, nach der die Deformation der Kern-Projektilwechselwirkung der Deformation der Kerngestalt folgt, führen wir ein deformiertes optisches Potential

$$U(r_\alpha, \theta, \phi) = -V_0 f(r_\alpha, R_V, a_V) - iW_0 f(r_\alpha, R_W, a_W)$$

mit

$$R_V = r_V A^{1/3} (1 + \sum_{\ell m} \alpha_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi))$$

$$R_W = r_W A^{1/3} (1 + \sum_{\ell m} \alpha_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi))$$

ein. Es bedeuten  $A$  die Massenzahl des Targets und  $f(r_\alpha)$  Saxon-Woods-Formfaktoren. Bei der Entwicklung des Wechselwirkungspotentials  $U(r_\alpha)$  nach Potenzen von  $\sum_{\ell m} \alpha_{\ell m} Y_{\ell m}$  (bis zur 2. Ordnung) wird  $U$  zerlegt in

$$U(r_\alpha, \theta, \phi) = U_{\text{Diag}} + U_{\text{Coupl}} .$$

Hierbei ist  $U_{\text{Diag}}$  der sphärisch symmetrische Anteil: der Term nullter Ordnung ergänzt um Diagonalterme, die 2. Ordnung in  $\alpha_{\ell m}$  sind, während  $U_{\text{Coupl}}$  über Terme, die linear und quadratisch in den  $\alpha_{\ell m}$  sind, die Anregung ermöglicht. Die Einführung dieses Potentials in die Schrödingergleichung ergibt einen Satz gekoppelter Gleichungen für die Radialwellen-Funktionen. Die Kopplungsmatrixelemente lassen sich als eine Summe von Produkten von radialen Formfaktoren und reduzierten Matrixelementen, die den ver-

schiedenen Übergängen entsprechen, sowie geometrischen Faktoren darstellen. Die Kopplungsmatrixelemente für Vibrationskerne sind in Refn.28 u.29 gegeben. Dabei werden die Matrixelemente der Operatoren  $\alpha_{\ell m}$  durch den Wert von Deformationsparametern  $\beta_{\ell}$  ausgedrückt. Operatoren, die linear in  $\alpha_{\ell m}$  sind, geben Anlaß zu Übergängen, die die Phononenzahl um eins ändern, während quadratische Terme in  $\alpha_{\ell m}$  direkt Zustände mit einer um zwei Einheiten verschiedenen oder gleicher Phononenzahl verknüpfen.

Neben der direkten Anregung ist die Mehrfachanregung über Zwischenzustände zu berücksichtigen. Es ist aus dem Studium der Streuung von 43 MeV  $\alpha$ -Teilchen an  $^{58}\text{Ni}$  bekannt<sup>30</sup>, daß bei der Anregung der Zwei-Phonon-Zustände (die direkt nur über quadratische Terme in  $\alpha_{\ell m}$  angeregt werden können) die Amplitude für den Zweistufenprozess mit dem Ein-Phononzustand als Zwischenzustand (s. Abb. 6) der direkten Amplitude vergleichbar wird. Die Interferenz zwischen den beiden Amplituden ist verantwortlich für die "anomalen" Phasenrelationen der Oszillationen in den Winkelverteilungen der Zwei-Phonon-Zustände. Die Energieabhängigkeit dieser Interferenz ist gerade im Falle der  $\alpha$ -Teilchenstreuung an den Ni-Isotopen ausgiebig studiert worden<sup>8,9</sup>. Die Mehrstufenprozesse gewinnen

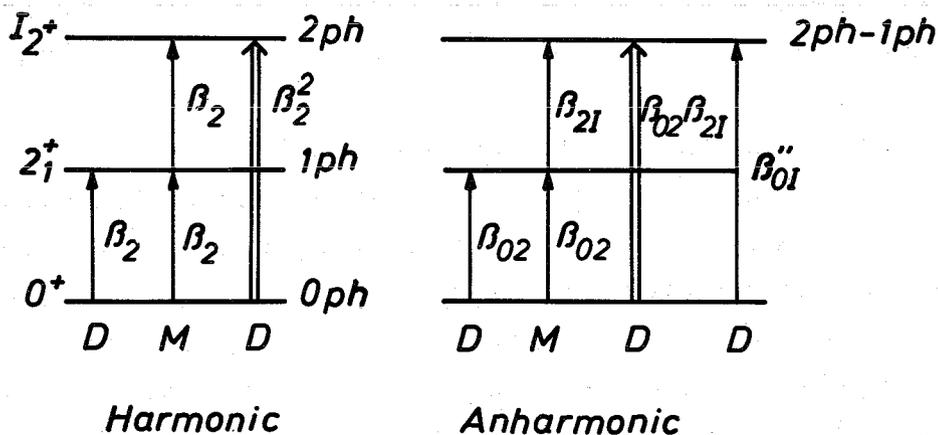


Abb. 6 Direkte und Mehrstufen-Anregung im Vibrationsmodell

mit wachsender Energie an Einfluß und können daher bei entsprechender starker Kopplung auch die Anregung des  $2^+$ -Zustandes beeinflussen.

Da die DWBA nur direkte Prozesse berücksichtigt, wird aus diesen Gründen für die vorliegende Analyse die Methode der gekoppelten Kanäle (CC) zugrunde gelegt. Der Formalismus ist im Detail von T. Tamura beschrieben<sup>29</sup>, dessen Rechenprogramm<sup>31</sup> JUPITOR 1 in einer veränderten Version<sup>32</sup> an der IBM 370/165-Rechenanlage des Kernforschungszentrums Karlsruhe für die Analyse benutzt wurde.<sup>†</sup> Bei sehr vielen früheren Untersuchungen wurden sowohl bei DWBA - als auch Coupled Channel-Rechnungen reelle Formfaktoren benutzt. Dies bedeutet, daß allein der Realteil des optischen Potentials deformiert wird. Der Absorptionsterm  $f_w(r_\alpha, R_w, a_w)$ , der den Einfluß der Reaktionsprozesse und der nicht explizit angekoppelten Kanäle berücksichtigt, bleibt sphärisch. Es hat sich jedoch bei vielen neueren Untersuchungen<sup>33,34</sup> herausgestellt, daß es notwendig ist, auch den Imaginärteil zu deformieren, um die experimentellen Daten adäquat zu beschreiben. Es scheint, daß der Imaginärteil keineswegs nur eine passive Rolle für die im Kopplungsschema explizit berücksichtigten Kanäle spielt, sondern ebenso wie der Realteil den Vibrationen der Kernoberfläche folgt. Daher werden bei unseren Analysen durchweg komplexe Formfaktoren benutzt.

Die Coulombanregung spielt bei der Energie von 104 MeV nur eine untergeordnete Rolle. Ihre Berücksichtigung führt zu kaum merklichen Effekten.

Für die Untersuchung der "Zwei-Phonon"-Zustände - soweit wir hierfür bei unseren Experimenten die differentiellen Wirkungsquerschnitte messen konnten - wurden die Übergangsmatrixelemente in einem anharmonischen Vibrationsmodell spezifiziert. Dieses Modell erlaubt für die  $(0^+, 2^+, 4^+)$ -Triade, die im harmonischen Vibrationsmodell energetisch entartet sein sollte, Ein-Phonon-Beimischungen, deren Amplituden sich unter gewissen Voraussetzungen aus den Messungen gewinnen lassen sollten. Die Ein-Phononbeiträge ermöglichen direkte Anregung erster Ordnung in  $\alpha_{\ell m}$  für diese Zustände.

---

<sup>†</sup> Für eine Reihe von Studien wurde das Programm ECIS 70 von J. Raynal benutzt<sup>35</sup>. Hiermit konnten auch die numerischen Ergebnisse überprüft werden. In der Tat wurde durch die simultane Benutzung beider Programme einige Inkonsistenzen aufgeklärt und verschiedene Programmfehler berichtigt.

Die Formulierung dieses anharmonischen Vibrationsmodells stammt von Tamura<sup>29</sup> und ist im Anhang A in den wichtigsten Relationen zusammengestellt. Die Parameter, die in diesem Modell auftreten, sind  $\beta_2 (= \beta_{02})$ ,  $\beta_{2I}$ ,  $\beta'_{0I}$  und  $\beta''_{0I}$ , wobei I der Spin des "Zwei-Quadrupol-Phonon"-Zustandes ist. Kurz charakterisiert bedeuten sie folgendes:  $\beta_2$  ist die rms-Deformation des vibrierenden Kerns,  $\beta_{2I}$  ist proportional dem Matrixelement, das den Ein-Phonon-Zustand mit dem Zwei-Phonon-Zustand koppelt,  $\beta'_{0I}$  beschreibt die direkte Anregung des Zwei-Phonon-Zustandes über Terme zweiter Ordnung und  $\beta''_{0I}$  ist proportional der Ein-Phonon Beimischung (Amplitude) zum Zwei-Phonon-Zustand. Unter gewissen Vernachlässigungen, die im Anhang A diskutiert werden, verlangt das Modell  $\beta'_{0I} = (\beta_{02} \cdot \beta_{2I})^{1/2}$ .

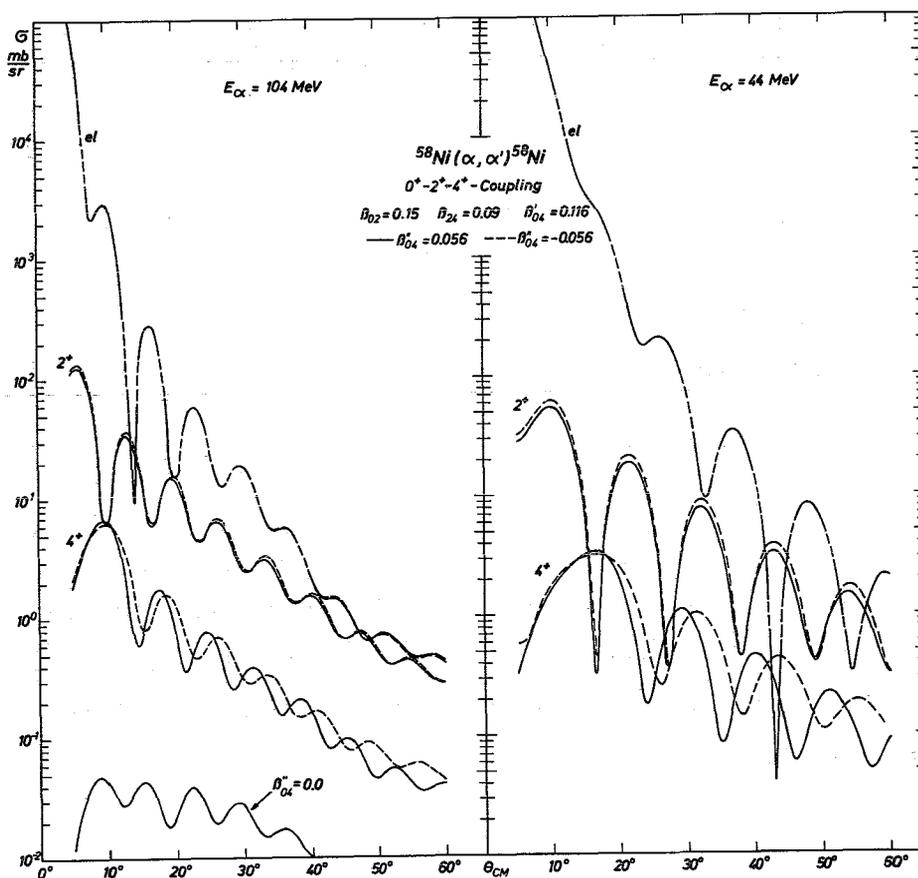


Abb. 7 Einfluß der Deformationsparameter auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte

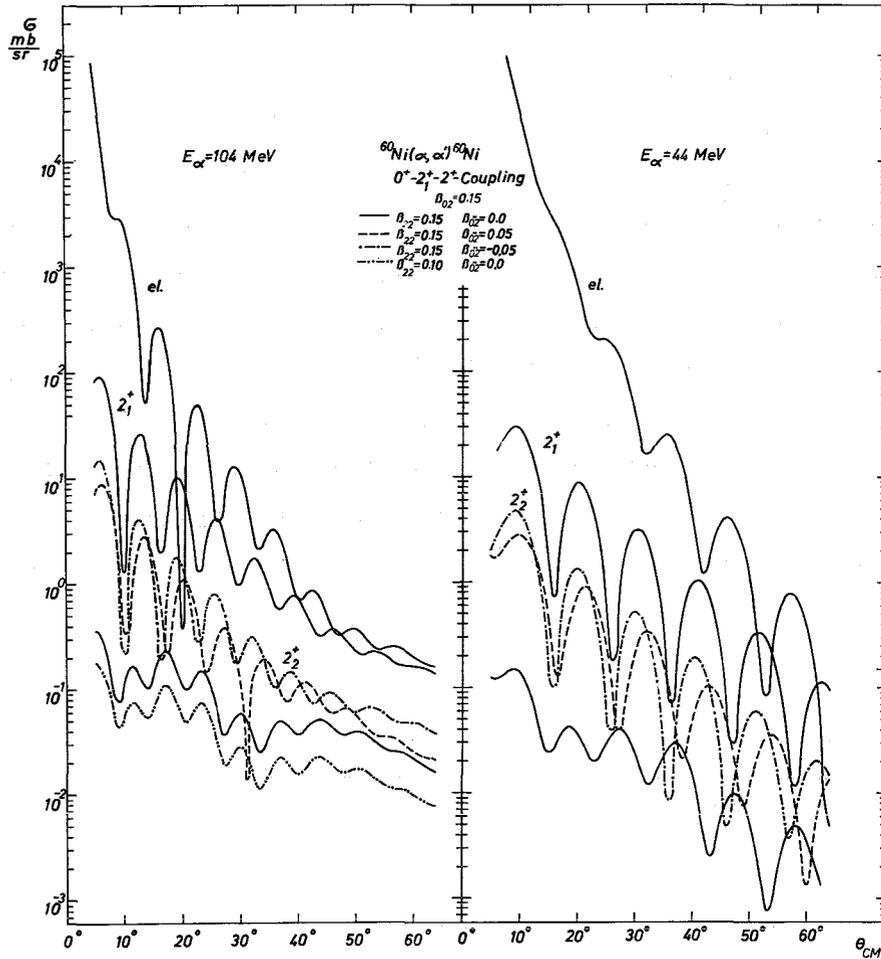


Abb. 8 Einfluß der Deformationsparameter auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte

Abb. 7 und 8 veranschaulichen den Einfluß der Deformationsparameter auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte bei  $E_\alpha = 104$  MeV und  $E_\alpha = 44$  MeV. Die scharfe Oszillationsstruktur bei 104 MeV läßt erwarten, daß sich die Deformationsparameter gut bestimmen lassen.

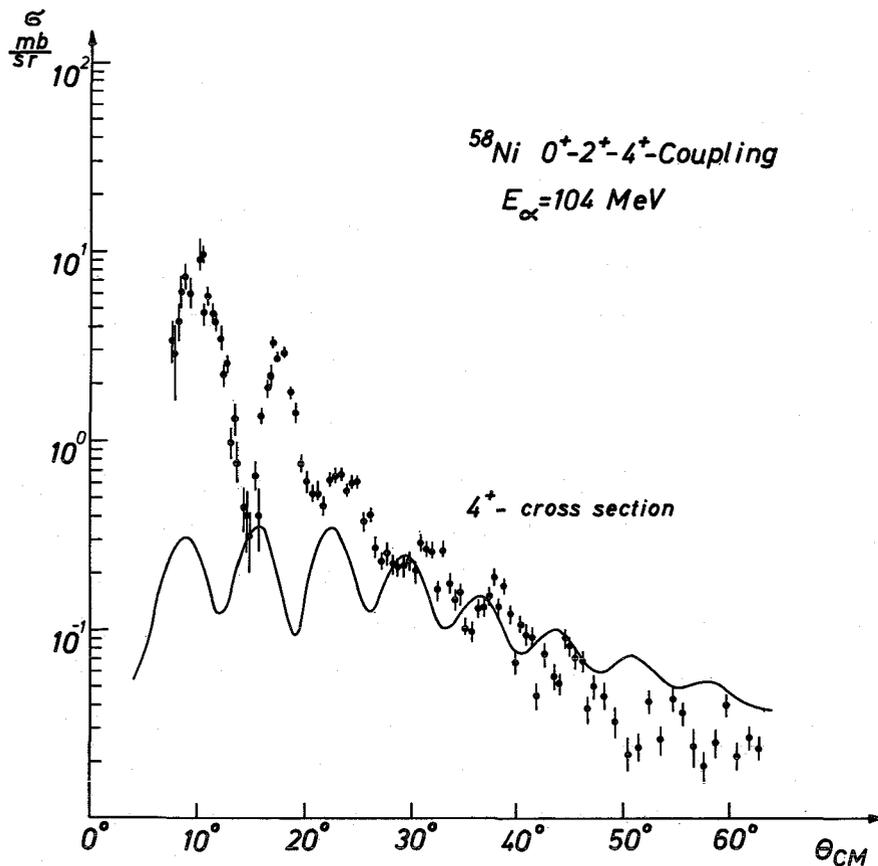


Abb. 9 Fehlanpassung der  $4^+$ -Winkelverteilung für  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{58}\text{Ni}$  im harmonischen Vibrationsmodell

Abbildung 9 demonstriert das Versagen eines rein harmonischen Vibrationsmodells bei  $^{58}\text{Ni}$ . Bereits frühere Analysen<sup>9</sup> haben angedeutet, daß die  $4^+$ -Winkelverteilung nur unter Berücksichtigung einer Ein-Phonon-Beimischung erklärt werden kann. Eine solche Hexadekapolschwingung, die durch den Parameter  $\beta''_{04}$  repräsentiert wird, hat sich auch in der inelastischen Protonenstreuung<sup>10</sup> als signifikant erwiesen.

## b. Ergebnisse der CC-Analyse

Für eine simultane Anpassung der elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitte wurden als Startwerte für die optischen Potentiale die Parameterwerte aus der Analyse der elastischen Streuung gewählt. Die erwartete Readjustierung der Potentialparameter erweist sich für vernünftige Anpassungen selbst für den Imaginärteil als relativ gering und bewegt sich in den Grenzen, die sich z.T. bereits aus den kontinuierlichen Vieldeutigkeiten der optischen Potentialparameter ergeben.

Die stark angeregten ersten  $2^+$ -Zustände wurden als kollektive Quadrupolvibrations-Zustände mit reinem Ein-Phonon-Charakter beschrieben. In einem ersten Schritt der Analyse wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte in einem  $0^+-2_1^+$  - oder  $0^+-2_1^+-I_2^+$ -Kopplungsschema im harmonischen Vibrationsmodell berechnet und an die experimentellen elastischen und  $2_1^+$ -Wirkungsquerschnitte angepaßt. Mit  $I_2^+$  ist der Spin eines der "Zwei-Phonon"-Zustände (in der Regel der energetisch tiefste) gemeint. Die Ankopplung des  $I_2^+$ -Zustandes beeinflusst das Ergebnis, d.h. den Wert des einzigen Kopplungsparameters  $\beta_2 (\equiv \beta_{02})$  sehr wenig. Die Resultate sind in Tab. 3 zusammengestellt und werden in Abschnitt V noch diskutiert. Abb. 10 veranschaulicht das Ergebnis.

Neben den  $2_1^+$ -Zuständen werden bei der inelastischen Streuung die  $3^-$ -Oktupol-Zustände (bei 4.475 MeV und 4.079 MeV in  $^{58}\text{Ni}$  bzw.  $^{60}\text{Ni}$ ) stark angeregt. Diese Zustände können sowohl direkt an den Grundzustand als auch an den  $2^+$ -Ein-Phonon-Zustand angekoppelt werden. Die mit einem  $0^+-2^+-3^-$ -Kopplungsschema (unter Berücksichtigung der Terme 2. Ordnung<sup>†</sup>) gefundenen Resultate für  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{60}\text{Ni}$  sind in Tab. 3 aufgenommen und für den Fall des  $^{58}\text{Ni}$  in Abb. 11 demonstriert. Es ist offensichtlich, daß die Oszillationsstruktur nicht völlig befriedigend wiedergegeben wird. Die gleiche Schwierigkeit besteht bei der inelastischen Protonen-Streuung<sup>10</sup>. Es wurde ferner versucht, die elastischen und inelastischen  $2^+$ -Wirkungsquerschnitte, die von der Saclay-Gruppe<sup>39</sup> bei  $E_\alpha = 44$  MeV gemessen wurden, ebenfalls mit der CC-Methode zu analysieren.

---

<sup>†</sup>Diese Rechnungen wurden mit einer verbesserten Version des ECIS-Code durchgeführt, da der vorliegende JUPITOR-Code für das Vibrationsmodell 2. Ordnung bei der Ankopplung des  $3^-$ -Zustandes nicht korrekt ist.

I. Anpassung der  $0^+-2^+$ -Daten.

II. Anpassung der  $0^+-2^+-3^-$ -Daten

	A	$V_0$ [MeV]	$W_0$ [MeV]	$a_v$ [fm]	$a_w$ [fm]	$r_v$ [fm]	$r_w$ [fm]	$\beta_2$	$\beta_3$
$0^+-2^+-I_2^+$ -Kopplung H	58	113.6 $\pm$ 2.7	20.1 $\pm$ 1.0	0.73 $\pm$ 0.02	0.59 $\pm$ 0.03	1.31 $\pm$ 0.02	1.58 $\pm$ 0.03	0.152 $\pm$ 0.003	-
	60	109.4 $\pm$ 2.1	22.2 $\pm$ 1.0	0.70 $\pm$ 0.01	0.62 $\pm$ 0.03	1.34 $\pm$ 0.01	1.55 $\pm$ 0.02	0.168 $\pm$ 0.003	-
	62	112.9 $\pm$ 2.3	22.2 $\pm$ 1.0	0.72 $\pm$ 0.01	0.61 $\pm$ 0.03	1.32 $\pm$ 0.02	1.57 $\pm$ 0.02	0.158 $\pm$ 0.03	-
	64	131.5 $\pm$ 4.1	22.2 $\pm$ 1.3	0.77 $\pm$ 0.02	0.67 $\pm$ 0.04	1.25 $\pm$ 0.02	1.56 $\pm$ 0.03	0.16 $\pm$ 0.01	-
$0^+-2^+-3^-$ H	58	115.0 $\pm$ 4.0	18.5 $\pm$ 1.4	0.73 $\pm$ 0.02	0.49 $\pm$ 0.03	1.31 $\pm$ 0.02	1.63 $\pm$ 0.03	0.147 $\pm$ 0.004	0.136 $\pm$ 0.003
	60	109.8 $\pm$ 2.6	25.0 $\pm$ 1.9	0.68 $\pm$ 0.2	0.65 $\pm$ 0.03	1.35 $\pm$ 0.01	1.50 $\pm$ 0.03	0.165 $\pm$ 0.003	0.114 $\pm$ 0.003

Tabelle 3 Ergebnisse der Analyse auf der Basis des harmonischen Vibrationsmodells bei  $E_\alpha = 104$  MeV

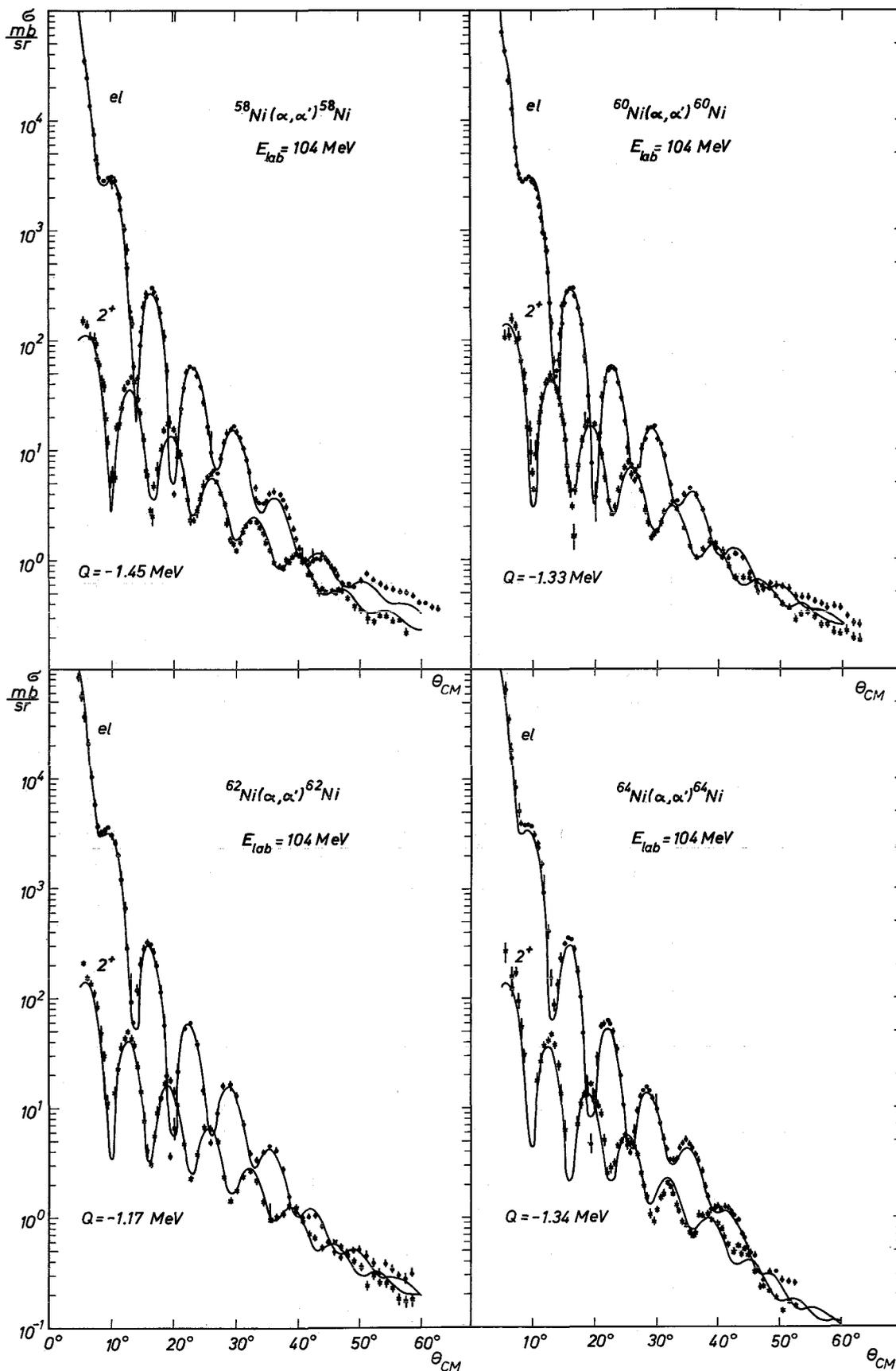


Abb. 10 Resultate der CC-Analyse der elastischen und  $2^+$ -Wirkungsquerschnitte

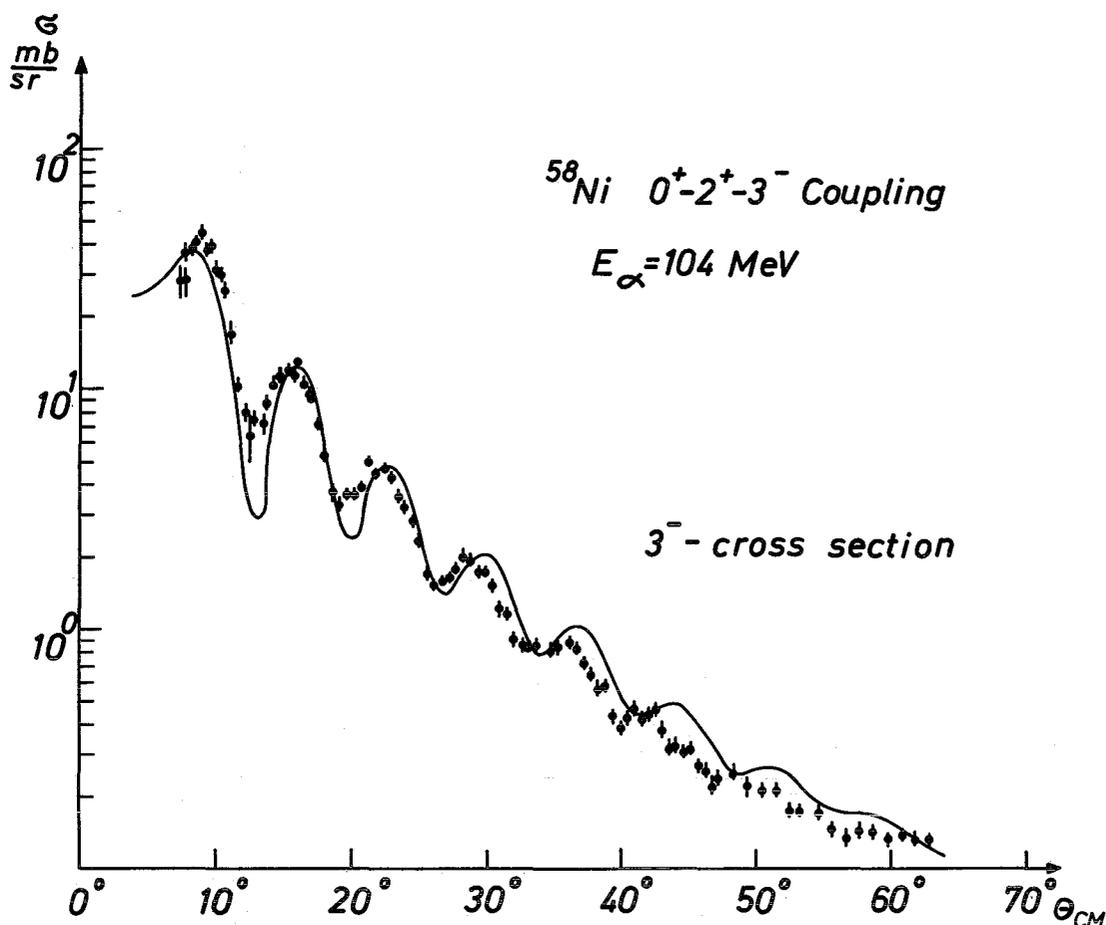


Abb. 11  $^{58}\text{Ni}(\alpha\alpha')^{58}\text{Ni}$ : Ergebnis der CC-Analyse der  $3^-$ -Winkelverteilung

Die gefundenen  $\beta_2$ -Werte und die Deformationslängen  $\delta_2 = \beta_2 R_V$  sind in Tab. 4 zusammen mit den Austern-Blair-Resultaten von Bruge et al.<sup>14</sup> angegeben. Es muß bemerkt werden, daß sich bei  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{64}\text{Ni}$  die 44 MeV-Daten nur auf einen relativ kleinen Winkelbereich erstrecken und z.T. große statistische Fehler haben. Daher sind die Ergebnisse nicht sehr gut festgelegt.

Die  $4^+$ -Zustände bei 2.45 MeV in  $^{58}\text{Ni}$  und 2.50 MeV in  $^{60}\text{Ni}$  lassen sich als Zwei-Quadrupolphonon-Zustände deuten. Wie bereits oben angedeutet, zeigen die experimentellen  $4^+$ -Winkelverteilungen einen starken Anteil von Einfach-Anregung, was im Vibrationsmodell durch eine Ein-Phonon-Beimischung zum  $4^+$ -Zustand ermöglicht wird. Es ist jedoch nicht notwendig, die Beimischung in dieser Weise zu spezifizieren; das experimentelle Faktum ist die Beobachtung einer

A	$\beta_2$	$\beta_2 R_V$ fm	$\delta_2^2$ fm <sup>2</sup>	$\delta_2^2(S)$ fm <sup>2</sup>	$\delta_2^2(K)$ fm <sup>2</sup>
58	0.155	0.90 <sub>5</sub>	0.82 $\pm 0.06$	0.90	0.60 $\pm 0.03$
60	0.158	0.95	0.90 $\pm 0.05$	1.17	0.78 $\pm 0.04$
62	0.166	0.87	0.79 $\pm 0.04$	0.64	0.68 $\pm 0.04$
64	0.14	0.83	0.70 $\pm 0.17$	0.79	0.64 $\pm 0.03$

$\delta_2^2(S)$  : Austern-Blair-Ergebnisse von Bruge et al.

$\delta_2^2(K)$  : diese Arbeit -  $E_\alpha = 104$  MeV

Tabelle 4 Ergebnisse der CC-Analyse der  $0^+-2^+$ -Daten (aus Ref.14)  
bei  $E_\alpha = 44$  MeV

Vergleich mit der Austern-Blair-Analyse von Bruge et al. (Ref.14)  
und der CC-Analyse bei  $E_\alpha = 104$  MeV

		$V_0$ MeV	$W_0$ MeV	$a_v$ fm	$a_w$ fm	$r_v$ fm	$r_w$ fm	$\beta_{02}$	$\beta_{24}$	$\beta''_{04}$	$\chi^2/F$	
104 MeV $\alpha$	58Ni	124.1	21.3	0.77	0.63	1.27	1.55	0.154 $\pm 0.003$	0.075 $\pm 0.020$	+0.060 $\pm 0.003$	5.6	A
		121.2	21.0	0.77	0.62	1.29	1.57	0.151 $\pm 0.004$	0.073 $\pm 0.020$	+0.058 0.002	5.0	B
		120.0	21.2	0.80	0.58	1.27	1.59	0.150 $\pm 0.003$	$0.7 \cdot \beta_{02}$	+0.053 $\pm 0.002$	6.0	C
	60Ni	125.0	16.7	0.77	0.58	1.26	1.66	0.180 $\pm 0.004$	0.10 $\pm 0.02$	+0.050 $\pm 0.003$	6.1	A
40 MeV $\rho^a$	58Ni					1.2		0.187	0.118	+0.069		
	60Ni					1.2		0.207	0.179	+0.081		

A. mit Diagonalterme

B. ohne Diagonalterme

C.  $\beta_{24} = 0.7 \cdot \beta_{02}$  fixiert

a. N. Lingappa and G.W. Greenless, Phys. Rev. C2(1970) 1329

Tabelle 5 Anharmonisches Vibrationsmodell  $^{58}\text{Ni}$

Analyse der  $0^+ - 2^+ - 4^+$ -Wirkungsquerschnitte:  $0^+ 2^+ 4^+$ -Kopplung

L = 4-Anregung, die durch den Wert von  $\beta_{04}''$  charakterisiert ist. Die  $4^+$ -Winkelverteilungen legen Größe und Vorzeichen von  $\beta_{04}''$  empfindlich fest. Das Vorzeichen ist dabei von Bedeutung, da es die relative Phase der beigemischten Amplitude bestimmt. Tab. 5 zeigt die Ergebnisse unserer Analyse und der Analyse der (p,p')-streuung bei 40 MeV. Abb. 12 demonstriert die Übereinstimmung von Theorie und Experiment.

Zum Vergleich führen wir ferner die Ergebnisse an, die Tamura auf Grund einer CC-Analyse von 34,4 MeV-( $\alpha, \alpha'$ )-Daten<sup>40</sup> für die "Zwei-Phonon"-Zustände von  $^{60}\text{Ni}$  (allerdings mit reellen Formfaktoren) erzielt hat.

$$\beta_{02} = 0.181 \left\{ \begin{array}{lll} I_2 = 4 : & \beta_{24} = 0.171 & \beta_{04}'' = 0.040 \\ I_2 = 2 : & \beta_{22} = 0.140 & \beta_{02}'' = 0.020 \\ I_2 = 0 : & \beta_{20} = 0.100 & \beta_{00}'' = 0.025 \end{array} \right.$$

Auf Grund der bei hohen  $\alpha$ -Teilchen-Energien (im Bereich der Vorwärtswinkel, wo die Wirkungsquerschnitte genau gemessen sind) dominant in Erscheinung tretenden L = 4-Einstufenanregung des  $4^+$ -Zustandes ist der Wert von  $\beta_{24}$  nicht sehr empfindlich durch unser Meßergebnis festgelegt (vgl. Zeile A und C in Tab. 5); bei den Anpassungen wird stets ein relativ kleiner Wert ( $\approx 0.5 \beta_{02}$ ) bevorzugt.

Aus Tabelle 5 entnimmt man auch, daß die Diagonalterme in  $\beta_2^2$  geringen Einfluß auf das Ergebnis haben (vgl. Zeile A und B)<sup>†</sup>.

Unsere Ergebnisse aus Tab. 5 führen für die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten zu den Werten (für eine Fermi-Verteilung)

$$G_4 = \frac{B(E4; 0^+ \rightarrow 4^+)}{B(E4)_{\text{S.P.}}} = \begin{array}{ll} 2.5 & \text{für } ^{58}\text{Ni} \\ 1.6 & \text{für } ^{60}\text{Ni} \end{array}$$

für eine Fermi-Verteilung)

$$\frac{B(E2; 4^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)} = 2 \frac{\beta_{24}^2}{\beta_{02}^2} = \begin{array}{ll} 0.47 & \text{für } ^{58}\text{Ni} \\ 0.56 & \text{für } ^{60}\text{Ni} \end{array}$$

Aus der inelastischen Elektronenstreuung<sup>41</sup> ergeben sich die Werte

<sup>†</sup> Dies schien ursprünglich nicht so zu sein, da im JUPITOR-Code diese Terme um einen Faktor  $4\pi$  überschätzt waren.

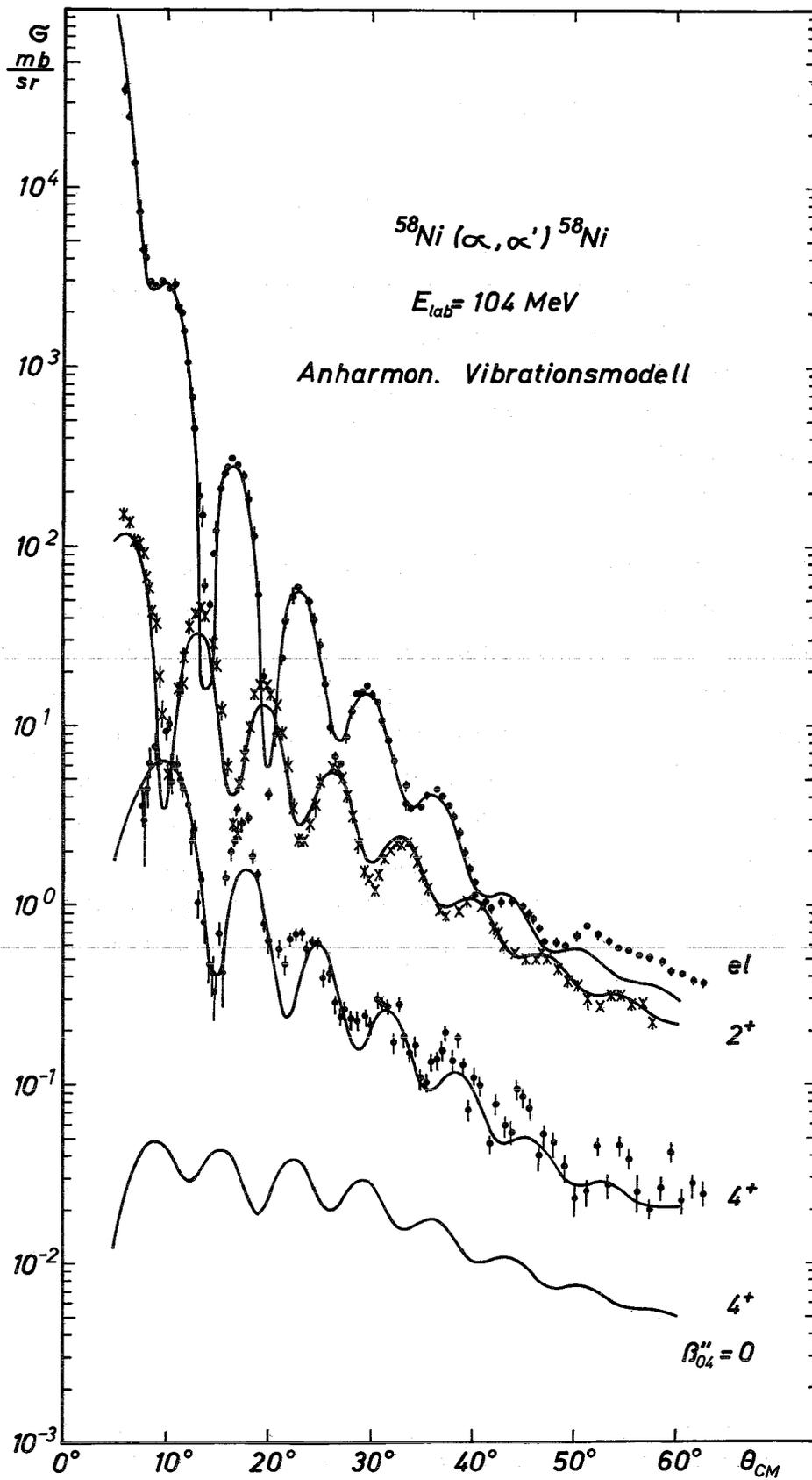


Abb. 12 Ergebnis der CC-Analyse:  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{58}\text{Ni}$

Werte  $G_4 = 2,2 \pm 0,7$  für  $^{58}\text{Ni}$  und  $G_4 = 4,1 \pm 0,8$  für  $^{60}\text{Ni}$ , während die inelastische  $\alpha$ -Teilchenstreuung <sup>7</sup> bei 50 MeV an  $^{58}\text{Ni}$  unter Annahme reiner Einstufenanregung des  $4^+$ -Zustandes (DWBA-Analyse)  $G_4 = 4,5$  erbringt.\*

Die  $B(E2; 4^+ - 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ -Verhältnisse sind wesentlich kleiner als der Wert 2, den das Vibrationsmodell verlangt. Dieser Trend wird auch von theoretischen Studien aufgezeigt, welche auf mikroskopischer Basis (Schalenmodellrechnungen mit einem  $^{56}\text{Ni}$ -Core und Valenz-Neutronen in der  $p_{3/2^-}$ ,  $f_{5/2^-}$  und  $p_{1/2^-}$ -Schale) die Struktur der geraden Ni-Isotope zu erklären versuchen <sup>46-48</sup>. Eine experimentelle Abschätzung aus der Coulombanregung <sup>49</sup> von  $^{60}\text{Ni}$  ergibt für das Verhältnis  $\ll 0,4$ .

Unsere Meßergebnisse für den  $2_2^+$ - und  $0_2^+$ -Zustand von  $^{60}\text{Ni}$  sind statistisch sehr ungenau. Mit unserer zuletzt erreichten Energieauflösung konnten die entsprechenden Linien im Spektrum zwar gerade noch getrennt werden, die Zustände werden jedoch sehr viel schwächer angeregt als der  $4^+$ -Zustand. Da die großen statistischen Fehler die Oszillationsstruktur nicht gut erkennen lassen, wurde lediglich versucht, in den CC-Rechnungen die Grobstruktur der Wirkungsquerschnitte zu reproduzieren. Immerhin wird offenbar, daß hier die Mehrfachanregung überwiegt. Die Wirkungsquerschnitte sind mit den Werten :  $B_{22} \approx 0,10$ ,  $B''_{02} < 0,015$ ,  $B_{20} < 0,10$  verträglich.

---

\*Der in Ref. 7 angegebene Wert  $G_4=2,6$  bezieht sich auf eine homogene Ladungsverteilung mit dem Radius  $R_C=1,2 A^{1/3}$ . Die Berücksichtigung einer Fermiverteilung erhöht hier den Wert fast um einen Faktor 2.

## V. Isoskalare Übergangsraten aus der $\alpha$ -Teilchen-Streuung

Auf den Vergleich der Ergebnisse mit elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten wurde bereits oben hingewiesen, denn ein seit langem bekanntes und experimentell gesichertes Phänomen ist die deutliche Korrelation zwischen elektromagnetischer und nuklearer Anregung von Kernzuständen. Dies läßt sich verstehen auf Grund der Ähnlichkeit der Multipoloperatoren für die elektromagnetische Wechselwirkung mit den Operatoren für die nukleare Anregung in modellhaften Beschreibungen des Reaktionsmechanismus, z.B. in der DWBA<sup>42,12</sup>. Die Ähnlichkeit erklärt speziell, warum kollektive Effekte gleichermaßen elektromagnetische und nukleare Übergangsraten erhöhen.

Im Detail bestehen jedoch interessante Unterschiede. Die Hauptgründe hierfür sind die kürzere de Broglie-Wellenlänge der Relativbewegung des Projektils verglichen mit der Photon-Wellenlänge, sowie Spin- und Isospinabhängigkeit der nuklearen Wechselwirkung. Die Neutronen spielen im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung eine gleichberechtigte Rolle. In den Übergangsmatrixelementen tragen nicht nur die Protonenkomponenten bei. Die Amplituden lassen sich in einen  $\Delta T = 0$  und  $\Delta T = 1$  -Anteil aufspalten. Bei der Deuteronen- und  $\alpha$ -Teilchen-Streuung kommt allein der isoskalare Anteil zum Tragen. Bei der  $(p,p')$ -Streuung sind beide Terme beteiligt bei der elektromagnetischen Anregung jedoch lediglich der Protonenanteil.

Aus diesen Gründen erscheint es interessant, elektromagnetische und nukleare Übergangswahrscheinlichkeiten untereinander und mit Ergebnissen mikroskopischer Modelle zu vergleichen. Eine prinzipielle Schwierigkeit besteht dabei darin, daß die Analyse der nuklearen Anregung mit einem Reaktionsmodell belastet ist und die interessierenden Matrixelemente nicht modellunabhängig spezifiziert werden können.

Bernstein<sup>12</sup> hat klargelegt, daß sich die Übergangsraten im Falle der  $\alpha$ -Teilchen-Streuung trotzdem nahezu modellfrei aus den Messungen extrahieren lassen, wenigstens bei Einfachanregung der Zustände. Dies verdankt man der starken Absorption der  $\alpha$ -Teilchen an der Kernoberfläche. Zur Berechnung der Formfaktoren (Kopplungsmatrixelemente)

$$F_{\ell}(r_{\alpha}) = \int \rho_{if}(r) V_{\ell}(r, r_{\alpha}) r^2 dr$$

muß man die Übergangsdichte  $\rho_{if}(r)$  lediglich an der Kernoberfläche kennen. Die Größe  $V_{\ell}(r, r_{\alpha})$  bedeutet der  $\ell$ -te Term in der Multipolentwicklung der effektiven Projektil-Targetnukleonen-Wechselwirkung (vgl. Abschn. II b). Für große  $r_{\alpha} > R_m$  wird  $\rho_{if}$  durch den Ausläufer der Kernwellenfunktionen bestimmt. Jede Funktion, die dort den richtigen Abfall zeigt und geeignet normiert ist<sup>†</sup>, genügt für  $\rho_{if}$ . Das Vibrationsmodell, das  $\rho_{if}$  als Ableitung der Massenverteilung (Radius  $R_m$ ) spezifiziert und die Deformationslängen  $R_m \beta_{\ell}^{(m)}$  als Normierung und Maß für die Übergangsamplitude enthält, ist hierfür als bequeme Parametrisierung geeignet. Darüber hinaus wird dadurch das Problem der richtigen effektiven Wechselwirkung vereinfacht, wenn man statt von der Massenverteilung direkt vom empirischen optischen Potential (Radius  $R$ ) ausgeht. Die Formfaktoren werden in der üblichen Weise angesetzt (s. Anhang A). Der Unterschied besteht in ihrer Deutung. Da sich die Modellabhängigkeit erst in tieferen Zonen des Kerns auswirken sollte, repräsentieren die Größen  $\beta_{\ell} \cdot R$  die Übergangsmatrixelemente nahezu modellunabhängig.

Beim Übergang von der durch die traditionellen Verfahren gewonnenen "Potentialdeformation"  $\beta_{\ell}$  zur "Deformation"  $\beta_{\ell}^{(m)}$  der Massenverteilung ist zu berücksichtigen, daß  $R > R_m$  ist. Dies ist eine Folge der Ausdehnung des  $\alpha$ -Teilchens und der Reichweite der effektiven Wechselwirkung. Es scheint auch plausibel, daß dann  $\beta_{\ell} < \beta_{\ell}^{(m)}$  ist. Nach Austern und Blair<sup>43</sup> gilt

$$\beta_{\ell} R = \beta_{\ell}^{(m)} R_m .$$

Für diese Relation gibt es jedoch noch keine sichere Begründung. Nach einer halbempirischen Überprüfung von Bernstein<sup>12</sup> am Beispiel des  $^{40}\text{Ca}$  und im Vergleich mit RPA-Rechnungen ist die Relation im Rahmen der sonstigen Unsicherheiten ( $\approx 10\%$ ) hinreichend genau.

Setzt man voraus, daß die Massenverteilung nicht nennenswert von der Ladungsverteilung abweicht, so kann man die Ergebnisse der Elektronenstreuung heranziehen. Für eine Diskussion unserer Resultate

<sup>†</sup>Eine ähnliche Situation besteht für die spektroskopischen Faktoren bei Stripping- und Pick-Up-Reaktionen.

a : Lingappa und Greenless, Phys.Rev.C2 (1970)1529  
 b : Daten nach Brugge, CEA-R Report No.3147(1967): CC-Analyse  
 c : Brugge et al., Nucl.Phys. A146 (1970)597: Aустern-Blair-Analyse  
 d : Stelson and Grodzins, Nucl.Data A1 (1965)  
 e : Crannel et al., Phys.Rev. 123 (1961) 923  
 f : Mittelwerte nach den Tabellen von Brugge et al.

		$\beta_L$	$\beta_L \cdot R$ [fm]	$G_L$ s.p.u.		$\beta_L$	$\beta_L \cdot R$ [fm]	$G_L$ s.p.u.	L			
$(\alpha, \alpha')$ 104 MeV	58-Ni	0.152	0.772	9.2+0.5	IN-09	0.168	0.880	12.1+0.6	2			
		0.136	0.690	9.0+0.4		0.117	0.601	6.9+0.5	3			
$(p, p')$ 40 MeV		0.186	0.864	11.5		0.22	1.033	16.5	2	a		
		0.173	0.804	12.3		0.174	0.817	12.7	3	a		
$(\alpha, \alpha')$ 44 MeV		0.155	0.91	12.7+0.6		0.158	0.95	14.0+0.8	2	b		
		(0.129)	0.60	6.8		(0.106)	0.50	4.8	3	c		
Coulomb				9.9+1.5				14.2+1.2	2	d		
$(e, e')$				13.2+2.0				15.9+2.5	3	e		
$(\alpha, \alpha')$ 104 MeV $(p, p')$ 44 MeV Coulomb		62-Ni	0.158	0.825		10.5+0.5	IN-49	0.160	0.806	9.9+0.5	2	
				(1.30)		(26.3)			(1.09)	(21.9)	2	f
	0.166		0.87	11.7+0.5	0.14	0.83		10.7+2.4	2	b		
				11.6+1.7				11.9+2.4	2	d		

Tabelle 6 Deformationsparameter und Übergangsraten für die  $2_1^+$ - und  $3^-$ -Zustände

für die Anregung der  $2_1^+$ - und  $3^-$ -Zustände legen wir eine Fermiverteilung der Kerndichte zugrunde. Die Parameter werden nach Elton<sup>44</sup> gewählt. Tabelle 6 stellt die Übergangsraten  $G_\ell$  (in "single particle units") vergleichbarer Ergebnisse zusammen. Wir heben besonders den Vergleich mit der inelastischen Protonen-Streuung<sup>10</sup> an  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{60}\text{Ni}$  hervor, da hier eine ähnlich detaillierte CC-Analyse auf der gleichen Basis durchgeführt wurde. Als signifikantes Ergebnis deutet sich an, daß die Übergangsraten aus der 104 MeV- $\alpha$ -Teilchen-Streuung systematisch geringer als bei der Protonen-Streuung sind. Eine ähnliche Aussage gilt möglicherweise auch für den Vergleich mit Resultaten aus der  $\alpha$ -Teilchen-Streuung bei niederen Energien. Diesen Eindruck gewinnt man, wenn unsere Ergebnisse etwa mit den Resultaten von Jarvis et al.<sup>7</sup> ( $E_\alpha = 50$  MeV) oder von Inoue<sup>40</sup> ( $E_\alpha = 34.4$  MeV) verglichen werden. Verfahren und Grundlage der Analyse sind allerdings nicht einheitlich. Aus diesem Grunde wurden die  $2^+$ -Daten der Saclay-Gruppe ( $E_\alpha = 44$  MeV) mit der CC-Methode ausgewertet (Tab. 4) und die Resultate in Tab. 6 mitaufgeführt.

Die in Tab. 6 (eingeklammert) aufgeführten Werte für die (p,p')-Streuung an  $^{62}\text{Ni}$  und  $^{64}\text{Ni}$  sind gemittelte Werte (entnommen aus Ref. 14). Sie beziehen sich auf DWBA- oder CC-Analysen mit reellen Formfaktoren, die erfahrungsgemäß zu höheren Werten führen. Daher sind diese Ergebnisse nicht zum Vergleich heranzuziehen. Sie demonstrieren jedoch, daß systematische Studien der Übergangsraten auf eine einheitliche Grundlage gestellt werden müssen, um signifikante Aussagen zu ermöglichen. Dies wird gelegentlich in der Literatur übersehen.

Die  $G_2$ -Werte aus der  $\alpha$ -Teilchen-Streuung stimmen generell recht gut mit elektromagnetischen Ergebnissen überein, während für die Oktupol-Übergänge größere Diskrepanzen vorzuliegen scheinen. Es ist im Hinblick auf solche Vergleiche zu bemerken, daß für höhere Multipolübergänge die inelastische Streuung äußerst empfindlich auf die Ausläufer der nuklearen Dichteverteilung ist. Die  $G_\ell$ -Werte hängen stark davon ab, ob man die gefundene Deformation  $\beta_\ell^{(m)}$  einer homogenen Verteilung mit scharfem Rand, einer Fermi- oder einer "Wine-Bottle"-Verteilung zuordnet<sup>45</sup>.

## VI. Schlußbemerkungen

Die vorliegende Untersuchung erlaubt die Feststellung, daß zwischen den Übergangsraten in der  $\alpha$ -Teilchen-Streuung und in der Protonenstreuung signifikante Unterschiede bestehen. Obwohl vom theoretischen Standpunkt solche Unterschiede grundsätzlich verständlich sind, wurde bislang diesen Effekten wenig Aufmerksamkeit geschenkt. Da die Situation, insbesondere was auch den Vergleich mit elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten betrifft, keineswegs klar ist, erscheinen weitere Studien wünschenswert. Beim Versuch, modellunabhängige Übergangsraten aus der  $\alpha$ -Teilchen-Streuung zu extrahieren, ist nach unserer Meinung die Relation zwischen der Deformation der Massenverteilung und der "Potentialdeformation" nicht befriedigend geklärt. Kürzlich hat eine "Kritik am kollektiven Modell der inelastischen Streuung" aufgezeigt<sup>50</sup>, daß möglicherweise die Relation komplexer Art ist.

Die Diskrepanzen in den Übergangsraten sind besonders auffällig bei der Anregung der Oktupol-Zustände in  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{60}\text{Ni}$ . Es ist allerdings zu bemerken, daß die gemessenen  $3^-$ -Winkelverteilungen durch die Coupled-Channel-Rechnungen nicht ganz befriedigend beschrieben werden, obwohl neben der direkten Anregung auch die Mehrfachanregung bis zur 2. Ordnung berücksichtigt wurde.

Dagegen werden die Winkelverteilungen der  $4^+$ -Zustände auf der Basis eines anharmonischen Vibrationsmodells mit einer Ein-Phonon-Beimischung zu den  $4^+$ -Zuständen sehr gut wiedergegeben. Die beobachtete  $L = 4$ -Anregung ist konsistent mit den in der inelastischen Elektronen-Streuung gemessenen  $E4$ -Übergangswahrscheinlichkeiten. Im Rahmen des Modells kollektiver Oberflächenschwingungen muß dieser Befund als Beitrag einer Hexadekapolschwingung gedeutet werden.

Es ist bemerkenswert, daß schon bei den als einfache Vibratoren geltenden Kernen  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{60}\text{Ni}$  Hexadekapol-Komponenten eine Rolle spielen. Dies wirft ein Licht auf die verallgemeinerten phänomenologischen Kollektiv-Modelle, die in einer Multi-Phonon-Basis, doch in Beschränkung auf Quadrupolvibrationen, die kollektiven Zustände in allgemeiner Weise zu beschreiben versuchen. Obwohl es beispielsweise gelungen ist<sup>52</sup>, auf der Grundlage des

Modells von Gneuss und Greiner<sup>51</sup> durch Anpassung an die Niveau-Schemata die kollektiven Potential-Oberflächen neutronenarmer Kerne im Bereich  $Z = 58 - 64$  zu bestimmen, war das gleiche Verfahren im Falle von  $^{58}\text{Ni}$  wenig erfolgreich, da die energetische Lage des  $4^+$ -Zustandes nicht reproduziert werden konnte.

An einem Teil der Experimente, welche dieser Arbeit zugrunde liegen, ist Herr Dr. J. Specht beteiligt. Ihm und Herrn Dipl.-Phys. G. Nowicki, sowie Frä. Nowatzke danken wir für die Mithilfe bei den Messungen und der Datenverarbeitung.

Wir danken ferner Herrn Dr. W. Glöckle für klärende Diskussionen, sowie Herrn Dr. J. Raynal und Herrn Prof. A.M. Bernstein für verschiedene Mitteilungen.

## Literaturverzeichnis

- 1) De Boer, J. Stokstad, R.G., Symons, G.D., and Winther, A., Phys.Rev.L. 14 (1965) 564
- 2) Tamura, T., and Udagawa, T., Phys.Rev. 150 (1966) 783
- 3) Alaga, G., Vibrational States in Nuclei, International School of Physics "Enrico Fermi" Course XL (Academic Press 1967)
- 4) Almoney, S.R., and Borse, G.J., Nucl.Phys. A171 (1971)660
- 5) Rebel, H., Schweimer, G.W., Schatz, G., Specht, J., Löhken, R., Hauser, G., Habs, D., and Klewe-Nebenius, H., Nucl.Phys. A182 (1972)145  
Rebel, H., Habilitationsschrift, KFK-Report No.1397 (1971)
- 6) Rebel, H., Nucl.Phys. A180 (1972) 332
- 7) Jarvis, O.N., Harvey, B.G., Hendrie, D.L., and Mahoney, J. Nucl. Phys. A102 (1967) 628
- 8) Horen, D., Meriwether, Harvey, B.G., Bussière de Nercy, A. and Mahoney, J., Nucl. Phys. 72 (1965) 97
- 9) Tamura, T., Nucl.Phys. 73(1965)81
- 10) Lingappa, N. and G.W.Greenlees , Phys.Rev. C2 (1970) 1329
- 11) Jackson, D.F. and Kembhavi, V.K. , Phys.Rev. 178(1969)1626, Morgan, C.G., and Jackson, D.F., Phys.Rev.188(1969)1758
- 12) Bernstein, A.M., Advances in Nucl.Phys. 3 (1969) 325, eds. M.Baranger and E.Vogt
- 13) Bernstein, A.M. and Seidler, W.A. Phys.L. 39B(1972)583, Phys.L. 34B(1971)569
- 14) Bruge, G., Faivre, J.C., Faraggi, H. and Bussière, A. Nucl. Phys. A146 (1970) 597
- 15) Hauser, G., Löhken, R., Rebel, H., Schatz, G., Schweimer, G.W. and Specht, J. , Nucl.Phys. A128 (1969) 81
- 16) Habs, D., Hauser, G., Hoffmann, G., Klewe-Nebenius, H., Löhken, R., Martens, U., Rebel, H., Schatz, G., Schweimer, G.W. and Specht, J. , Externer Bericht 18/70-2 des Zyklotron-Laboratoriums, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1970
- 17) Schweimer, G.W., unveröffentlichter Bericht Nr. 21 des Zyklotron-Laboratoriums im Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1968
- 18) Goldberg, D.A. and Smith, S.M. , Technical Report No. 72-119 der University of Maryland, Department of Physics and Astronomy (1972)
- 19) Jackson, D.F. , Phys. L. 14 (1964) 118
- 20) Greenlees, G.W., Pyle, G.J. and Tang, Y.C., Phys.Rev. 171 (1968)1115
- 21) Glendenning, N.K. and Veneroni, M. , Phys.Rev. 144 (1966)839
- 22) Batty, C.J., Friedman, E., and Jackson, D., Nucl.Phys.A175 (1971) 1

- 23) Tatischeff, B. and Brissaud, I. , Nucl.Phys. A155 (1970)89
- 24) Bernstein, A.M. and Seidler, W.A., zur Veröffentlichung
- 25) Acker, H.A., Backenstoß, G., Daum, C., Sens, J.C. and Dewitt, S.A. Nucl. Phys. 87 (1966) 1
- 26) Bernstein, A.M., Private Mitteilung
- 27) Khvastunov, V., Afanasyev, N.G., Afanasyev, V.D., Gulkarov, I.S., Omelaenko, A.S., Savitsky, G.A., Khomick, A.A., and Shevchenko, N.G., Phys.L. 28B (1968) 119
- 28) Tamura, T. Rev.Mod.Phys. 37 (1965) 679
- 29) Tamura, T., Progr. Theor. Phys. Suppl. 37,38 (1966)198
- 30) Buck, B., Phys. Rev. 127 (1962) 940
- 31) Tamura, T., ORNL-Report No. 4152, 1967
- 32) Rebel, H., and Schweimer, G.W., KFK-Report 1333 (1971)
- 33) Fricke, M.P. and Satchler, G.R. , Phys. Rev. 139 B (1965)567
- 34) Broek, H.N., Yntema, J.L., Buck, B., and Satchler, G.R., Nucl. Phys. 64 (1965) 259
- 35) Raynal, J., Schweimer, G.W. , Private Mitteilungen
- 36) Specht, J., Rebel, H., Schatz, G., Schweimer, G.W., Hauser, G., Löhken, R., Nucl. Phys. A 143 (1970)373
- 37) Lerner, G.M., Hubert, J.C., Rutledge, Jr., L.L., Bernstein, A.M., Preprint (Juni 72)
- 38) Ferdandez, B., and Blair, J.S., Phys. Rev. C1 (1970) 523
- 39) Bruge, G., CEA.R Report No. 3147 (1967)
- 40) Inoue, M., Nucl.Phys. A119 (1968) 449
- 41) Crannel, H., Helm, R., Kendall, H., Oeser. J., and Yearian, M. Phys. Rev. 123 (1961)923
- 42) Pinkston, W.T. and Satchler, G.R., Nucl.Phys.27 (1961)270
- 43) Austern, N. and Blair, J.S., Ann. of Phys. 33 (1965) 15
- 44) Elton, L.R.B., Nuclear Sizes (Oxford University Press 1961)
- 45) Gruhn, C.R., Freedom, B.M. and Thompson, K. Phys. Rev. L. 23 (1969) 1175
- 46) Hsu, L.S. and French, J.B., Phys.L. 19 (1965) 135  
Hsu, L.S. Nucl. Phys. A96 (1967) 624
- 47) Cohen, S., Lawson, R.D., MacFarlane, M.H., Pandya, S.P. and Soga, M. , Phys. Rev. 160(1967)903
- 48) Auerbach, N., Phys.Rev. 163(1967) 1203
- 49) Cline, D., Gertzman, H.S., Gove, H.E., Lesser, P.M. and Schwartz, J.J., Nucl. Phys. A133 (1969) 445
- 50) Edwards, V.R.W., and Sinha, B.C., Phys.L. 37B (1971) 225
- 51) Gneuss, G. and Greiner, W., Nucl.Phys. A171 (1971)449
- 52) Habs, D., Löhken, R., Klewe-Nebenius, H., Nowicki, G., Rebel, H., and Wisshak, K., in Vorbereitung zur Veröffentlichung

A. Anhang: Anharmonisches Vibrationsmodell

Die Kopplungsmatrixelemente in den Coupled-Channel-Rechnungen sind gegeben durch

$$(A1) \quad \sum_{t,\lambda} v_{\lambda}^{(t)}(r_{\alpha}) \langle I || Q_{\lambda}^{(t)} || I' \rangle \cdot A(\ell, j, I, \ell', j', I', \lambda, J, s)$$

Hier bedeuten  $v_{\lambda}^{(t)}(r)$  die radialen Formfaktoren der Multipolarität  $\lambda$  und der Ordnung  $t$  (wobei im folgenden nur Terme bis zur 2. Ordnung betrachtet werden),  $A(\ell, j, I, \ell', j', I', \lambda, J, s)$  rein geometrische Faktoren, die sich aus dem Drehimpulskopplungskoeffizienten aufbauen. Die Natur des Targets wird durch die reduzierten Matrixelemente  $\langle I || Q_{\lambda}^{(t)} || I' \rangle$  spezifiziert.

Für die Oberflächenvibrationen des Kerns werden durch die Relation  $R = R_0 (1 + \sum_{\ell m} \alpha_{\ell m} Y_{\ell}^m(\theta, \phi))$  als kollektive Koordinaten die Größen  $\alpha_{\ell m}$  eingeführt, welche die Multipoloperatoren  $Q_{\lambda}^{(t)}$  aufbauen.

Neben den Operatoren, die allein durch die Quadrupol-Schwingungen gegeben sind

$$(A2a) \quad Q_{2\mu}^{(1)} = \alpha_{2\mu}$$

$$(A2b) \quad Q_{\lambda\mu}^{(2)} = \frac{5}{\sqrt{4\pi(2\lambda+1)}} \langle 2200 | \lambda 0 \rangle (\alpha_2 \otimes \alpha_2)_{\lambda\mu}$$

( $\lambda = 0, 2, 4$ )

berücksichtigten wir auch die Möglichkeit einer Einstufenanregung der sogenannten Zwei-Phononen-Zustände durch Übergangsmatrixelementen  $\langle 0_{gs}^+ || Q_{\lambda}^{(1)} || I \rangle$ . Für  $I=4$  wird hierdurch die Anregung einer Hexadekapol-Schwingung ermöglicht, für  $I=0_2^+$  die "breathing-mode" Schwingung. Damit diese Matrixelemente nicht verschwinden, müssen die "Zwei-Phonon" artigen Zustände entsprechende Ein-Phonon-Beimischung enthalten.

Wir wollen hier speziell annehmen, daß die Hexadekapolkomponente stark ausgeprägt ist und die Wellenfunktionen möglicherweise auch Zwei-Phonon-Beiträge der Art Ein-Quadrupol-Ein-Hexadekapol-Phonon enthalten. Aus diesem Grunde ergänzen wir den Operator

$Q_{\lambda\mu}^{(2)}$  aus (A2b) mit einem Term

$$\frac{45}{4\pi(2\lambda+1)} \langle 2400 | \lambda 0 \rangle (\alpha_2 \otimes \alpha_4)_\lambda$$

und setzen die Wellenfunktionen in folgender Weise an:

(A3)

$$|2_1^+\rangle = a_1 |1; 2, 2\rangle + b_1 |2; (2 \otimes 2), 2\rangle + c_1 |2; (2 \otimes 4), 2\rangle + d_1 |r_1\rangle$$

$$|2_2^+\rangle = a_2 |1, 2, 2\rangle + b_2 |2; (2 \otimes 2), 2\rangle + c_2 |2; (2 \otimes 4), 2\rangle + d_2 |r_2\rangle$$

$$|0_2^+\rangle = a_0 |1, 0, 0\rangle + b_0 |2; (2 \otimes 2), 0\rangle + c_0 |2; (2 \otimes 4), 0\rangle + d_0 |r_0\rangle$$

$$|4^+\rangle = a_4 |1, 4, 4\rangle + b_4 |2; (2 \otimes 2), 4\rangle + c_4 |2; (2 \otimes 4), 4\rangle + d_4 |r_4\rangle$$

Hier sind  $a_n$  die Amplituden für die Ein-Phonon-Beiträge  $|v; \lambda, I_n\rangle$  ( $v=1$ ), die  $b_n$  die Amplituden für Zwei-Quadrupol-Phonon-Beiträge,  $c_n$  die Amplituden für die Ein-Quadrupol-Ein-Hexadekapol-Komponenten und  $d_n$  die Amplituden sonstiger Beimischungen, von denen wir aber sofort voraussetzen wollen, daß sie nicht zu den Übergangsmatrixelementen beitragen. Ferner wird der Grundzustand als reiner Null-Phononen-Zustand  $|0_{gs}\rangle = |0; 0, 0\rangle$  angenommen. Unter Vernachlässigung von quadratischen Termen in  $\beta_I$  für  $I=0, 4$ , wobei  $\beta_I$  durch die Beziehung

$$a_I \cdot \beta_I = \langle 0_{gs} | Q_\lambda^{(1)} | I \rangle$$

definiert ist, ergeben sich folgende Beiträge

a)  $0_{gs}^+ \longrightarrow 2_1^+$

$$\begin{aligned} (A4a) \quad & v_2^{(1)} \langle 0 | Q_2^{(1)} | 2_1^+ \rangle + v_2^{(2)} \langle 0 | Q_2^{(2)} | 2_1^+ \rangle \\ & = v_1^{(1)} a_1 \beta_2 + v_2^{(2)} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} (\sqrt{2} b_1 \beta_2^2 \langle 2200 | 20 \rangle + \\ & \quad c_2 \beta_2 \beta_4 \langle 2400 | 20 \rangle) \end{aligned}$$

b)  $2_1^+ \longrightarrow$  "Zwei-Phonon"-Triplet (I)

$$\begin{aligned}
 (A4b) \quad & v_2^{(1)} [2(2I+1)/5]^{1/2} (a_1 b_I + b_1 a_I \delta_{I2} + \sqrt{\frac{5}{18}} a_I c_1 \delta_{I4}) \beta_2 \\
 & + v_4^{(1)} [(2I+1)/9]^{1/2} (a_1 c_I + a_I c_1 \delta_{I2}) \beta_4 \\
 & + \sum_{\lambda=0,2,4} \frac{v_\lambda^{(2)}}{\sqrt{4\pi}} \{ a_1 a_I [\delta_{2I} \delta_{\lambda 0} \sqrt{5} \beta_2^2 + \delta_{4I} \langle 2400 | \lambda 0 \rangle \beta_2 \beta_4] \\
 & \quad + b_1 b_I g_1(\lambda, I) \beta_2^2 \\
 & \quad + b_1 c_1 [g_2(\lambda, I) \beta_2^2 + g_3(\lambda, I) \beta_2 \beta_4] \\
 & \quad + c_1 c_I [g_4(\lambda, I) \beta_2^2 + g_5(\lambda, I) \beta_2 \beta_4] \\
 & \quad + c_1 b_I [g_6(\lambda, I) \beta_2^2 + g_7(\lambda, I) \beta_2 \beta_4] \}
 \end{aligned}$$

wobei wir hier verzichten alle Terme 2. Ordnung im Detail (d.h. die Geometriefunktionen  $g_i(\lambda, I)$ ) zu spezifizieren.

c)  $0_{g.s.}^+ \longrightarrow$  "Zwei-Phonon"-Triplet (I)

$$(A4c) \quad v_I^{(1)} a_I \beta_I + v_I^{(2)} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} (b_I \beta_2^2 \langle 2200 | I 0 \rangle \sqrt{2} + c_I \beta_2 \beta_4 \langle 2400 | I 0 \rangle)$$

Im vorliegenden CC-Code stehen die Amplituden  $a_n$ ,  $b_n$  und  $c_n$  in Beziehung zu den empirisch durch Anpassung an die experimentellen Wirkungsquerschnitte bestimmten Parametern  $\beta_{02}$ ,  $\beta_{2I}$ ,  $\beta_{0I}^!$  und  $\beta_{0I}^{!!}$  durch die Relationen

$$(A5a) \quad \beta_{02} = a_1 \beta_2$$

$$\begin{aligned}
 (A5b) \quad \beta_{2I} = & (a_1 b_I + b_1 a_I \delta_{I2} + \sqrt{\frac{5}{18}} a_I c_1 \delta_{I4}) \beta_2 \\
 & + \sqrt{\frac{5}{18}} a_1 c_I \beta_4
 \end{aligned}$$

$$(A5c) \quad (\beta'_{0I})^2 = b_I \beta_2^2 + c_I \beta_2 \beta_4 \frac{\langle 2400 | IO \rangle}{\langle 2200 | IO \rangle} \frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$(A5d) \quad \beta''_{0I} = a_I \beta_I$$

Der Übergang zu einem rein harmonischen Quadrupolvibrator erfolgt mit

$$\begin{aligned} \beta_4 &= 0 \\ \beta_{02} &= \beta_{2I} = \beta'_{0I} = \beta_2 \end{aligned}$$

Um die Terme 2. Ordnung in (A4a) und (A4b) zu berücksichtigen, müssen weitere geeignete Parameter eingeführt werden. Wir gehen jedoch davon aus, daß  $a_1 \approx 1$  ist. Dann können wir zunächst in (A4a) die Terme 2. Ordnung vernachlässigen, da diese Terme erst bei großen Werten von  $b_1$  und  $c_1$  die Wirkungsquerschnitte beeinflussen. Die gleiche Feststellung gilt auch für die meisten Terme 2. Ordnung in (A4b). Lediglich der Term  $a_1 a_I [\dots \beta_2^2 + \dots \beta_2 \beta_4]$  könnte noch einen Beitrag liefern. Es zeigt sich jedoch auch hier, daß sein Einfluß sehr gering ist. Er wurde daher bei den Anpassungen der experimentellen Wirkungsquerschnitte vernachlässigt. Eine weitere Vereinfachung ergibt sich, wenn man annimmt

$$(A6a) \quad |b_1 a_I| \ll |a_1 b_I|$$

$$(A6b) \quad |c_1 a_I| \ll |a_1 b_I|$$

$$(A6c) \quad |c_I \beta_4| \ll |b_I \beta_2|$$

Dann gilt

$$b_I \approx \frac{\beta_{2I}}{\beta_{02}}$$

und

$$\beta_{0I}^2 \approx (\beta_{02} \cdot \beta_{2I})$$

Die letzte Beziehung schränkt die Anzahl der freien Parameter ein und wurde bei den meisten Rechnungen unserer Analyse zugrunde gelegt.

Mit diesen Vereinfachungen läßt sich über die obigen Relationen im Falle eines anharmonischen Quadrupolvibrators aus der Untersuchung der Ein- und Zwei-Phonon- $2^+$ -Zustände ein konsistentes Bild über die Beimischungen gewinnen.

$$\beta_{02}'' = a_2 \beta_2$$

$$\beta_{22} = b_2 \beta_2$$

$$\beta_{02} = \beta_2$$

Daraus lassen sich für die Zwei-Phonon-artigen  $2^+$ -Zustände die Restamplituden berechnen. Ferner gewinnt man dann ein oberes Limit für den Absolutwert der Amplitude  $b_1$  für die Zwei-Phonon-Beimischung zum ersten angeregten  $2^+$ -Zustand. Hierzu macht man die Annahme, daß die volle Ein-Phonon-Amplitude sich auf die beiden Zustände  $|2_1\rangle$  und  $|2_2\rangle$  verteilt (was nicht der Annahme  $a_1 \approx 1$  widersprechen soll).

$$a_1^2 = 1 - a_2^2$$

$$b_1^2 < 1 - a_1^2 = a_2^2$$

Unter Vernachlässigung der Restkomponenten  $|r_1\rangle$  und  $|r_2\rangle$  ergibt für das Verhältnis der  $B(E2)$ -Werte

$$\frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)} = \frac{a_2^2}{a_1^2} = \frac{1 - a_1^2}{a_1^2}$$

$$\frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)} = 2b_2^2$$

und für das statische Quadrupolmoment

$$Q_2 = \frac{12}{5} \frac{1}{\sqrt{7\pi}} a_1 \cdot b_1 Z R_0^2 \beta_2 = \pm 4,79 b_1 \sqrt{B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)}$$

Dieses Verfahren setzt einen reinen Quadrupol-Vibrator voraus sowie die Berechtigung der Vereinfachungen (A6).

Für die Deutung der Anregung des  $4^+$ -Zustandes unter Berücksichtigung einer Hexadekapolschwingung beinhalten die Vereinfachungen (A6), daß in den Wellenfunktionen (A3) neben den Restkomponenten  $|r_n\rangle$  auch die Ein-Quadrupol-Ein-Hexadekapol-Phonon-Komponenten vernachlässigt werden. Während dies für den  $2_1^+$ -Zustand sicher nicht problematisch erscheint, kann möglicherweise für den  $4^+$ -Zustand bei einer entsprechend starken Hexadekapolanregung die Ein-Quadrupol-Ein-Hexadekapol-Phonon-Komponente dem Zwei-Quadrupol-Phonon-Beitrag gleichwertig und (A6c) nicht gerechtfertigt sein.

Dies betrifft jedoch nur die Deutung der aus dem Experiment gewonnenen Parameter (A5a-d) als Kombination der Deformationsparameter  $\beta_2$  und  $\beta_4$  und der Amplituden  $a_I, b_I$  und  $c_I$ .

## B. Anhang: Tabellen der gemessenen Wirkungsquerschnitte



SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 58 NI

Q = 0.0 MEV I = 0+

ECM = 97.288 MEV K = 4.1743/FERMI ETA = 1.72984

LABORATORY DATA			RUTHERFORD	CM DATA		
THETA	SIGMA	DSIGMA	SIGMA/SR	THETA	SIGMA	DSIGMA
DEGREE	MB/SR	%		DEGREE	MB/SR	MB/SR
5.35	4.019E 04	6.6	5.092E-01	5.73	3.507E 04	2.303E 03
5.85	2.845E 04	6.6	5.152E-01	6.26	2.483E 04	1.647E 03
6.35	1.595E 04	9.5	4.909E-01	6.80	1.393E 04	1.317E 03
6.85	8.470E 03	15.6	2.882E-01	7.33	7.395E 03	1.152E 03
7.15	5.085E 03	7.4	2.053E-01	7.65	4.440E 03	3.300E 02
7.35	4.717E 03	20.0	2.126E-01	7.87	4.119E 03	8.231E 02
7.65	3.451E 03	1.0	1.825E-01	8.19	3.014E 03	2.884E 01
7.85	3.419E 03	3.4	2.095E-01	8.40	2.986E 03	1.019E 02
8.35	3.294E 03	0.9	2.472E-01	8.94	2.877E 03	2.500E 01
8.65	3.349E 03	1.0	2.893E-01	9.26	2.925E 03	3.009E 01
8.85	3.488E 03	2.3	3.300E-01	9.47	3.047E 03	7.065E 01
9.35	3.532E 03	1.2	4.162E-01	10.01	3.086E 03	3.856E 01
9.65	3.179E 03	11.5	4.250E-01	10.33	2.778E 03	3.293E 02
9.85	3.305E 03	4.6	4.795E-01	10.54	2.888E 03	1.326E 02
10.35	2.491E 03	6.1	4.403E-01	11.08	2.177E 03	1.321E 02
10.65	2.292E 03	9.9	4.541E-01	11.40	2.004E 03	1.977E 02
10.85	1.809E 03	6.2	3.860E-01	11.61	1.582E 03	9.522E 01
11.35	1.183E 03	9.6	3.021E-01	12.15	1.034E 03	9.906E 01
11.65	7.789E 02	12.1	2.207E-01	12.47	6.812E 02	8.250E 01
11.85	5.145E 02	14.7	1.560E-01	12.68	4.501E 02	6.594E 01
12.35	2.166E 02	17.4	7.745E-02	13.22	1.895E 02	3.302E 01
12.65	1.688E 02	11.3	6.642E-02	13.54	1.477E 02	1.671E 01
12.85	6.793E 01	8.6	2.845E-02	13.75	5.945E 01	5.132E 00
13.35	5.301E 01	2.7	2.584E-02	14.29	4.640E 01	1.243E 00
13.65	1.032E 02	2.3	5.499E-02	14.61	9.039E 01	2.114E 00
13.85	1.384E 02	13.7	7.810E-02	14.82	1.212E 02	1.659E 01
14.35	2.397E 02	7.9	1.558E-01	15.36	2.099E 02	1.662E 01
14.65	2.861E 02	4.2	2.019E-01	15.68	2.506E 02	1.056E 01
14.85	3.144E 02	3.7	2.342E-01	15.89	2.755E 02	1.007E 01
15.35	3.479E 02	0.7	2.956E-01	16.42	3.049E 02	2.004E 00
15.65	3.514E 02	1.2	3.224E-01	16.74	3.080E 02	4.116E 00
15.85	3.233E 02	3.0	3.120E-01	16.96	2.834E 02	8.403E 00
16.35	2.820E 02	4.7	3.079E-01	17.49	2.473E 02	1.162E 01
16.85	2.063E 02	11.9	2.538E-01	18.03	1.809E 02	2.150E 01
17.35	1.265E 02	13.4	1.749E-01	18.56	1.110E 02	1.490E 01
17.85	6.083E 01	18.6	9.412E-02	19.09	5.341E 01	9.936E 00
18.35	2.079E 01	11.7	3.589E-02	19.63	1.826E 01	2.500E 00
18.85	4.572E 00	5.2	8.780E-03	20.16	4.017E 00	2.108E-01
19.35	1.007E 01	15.2	2.146E-02	20.69	8.855E 00	1.342E 00
19.85	2.719E 01	8.5	6.409E-02	21.23	2.391E 01	2.029E 00
20.35	4.288E 01	8.9	1.115E-01	21.76	3.772E 01	3.348E 00
20.85	5.934E 01	4.8	1.699E-01	22.29	5.222E 01	2.531E 00
21.35	6.735E 01	0.9	2.118E-01	22.83	5.930E 01	5.294E-01
21.85	6.447E 01	3.0	2.221E-01	23.36	5.678E 01	1.720E 00
22.35	5.538E 01	4.8	2.087E-01	23.89	4.880E 01	2.359E 00
22.85	4.364E 01	6.5	1.794E-01	24.42	3.847E 01	2.516E 00
23.35	3.125E 01	10.3	1.399E-01	24.96	2.756E 01	2.837E 00
23.85	1.867E 01	10.2	9.088E-02	25.49	1.647E 01	1.685E 00
24.35	1.098E 01	8.8	5.800E-02	26.02	9.691E 00	8.525E-01
24.85	7.462E 00	5.6	4.271E-02	26.55	6.591E 00	3.713E-01
25.35	6.964E 00	2.2	4.311E-02	27.09	6.154E 00	1.362E-01
25.85	9.642E 00	8.0	6.446E-02	27.62	8.525E 00	6.843E-01
26.35	1.333E 01	7.2	9.606E-02	28.15	1.179E 01	8.543E-01
26.85	1.673E 01	2.7	1.299E-01	28.68	1.481E 01	4.603E-01
27.35	1.742E-01	1.6	1.454E-01	29.21	1.543E 01	2.817E-01
27.85	1.861E 01	1.4	1.667E-01	29.74	1.649E 01	2.290E-01
28.35	1.660E 01	3.1	1.594E-01	30.28	1.472E 01	4.551E-01
28.85	1.488E 01	2.3	1.531E-01	30.81	1.320E 01	3.023E-01
29.35	1.179E 01	3.5	1.297E-01	31.34	1.046E 01	3.674E-01
29.85	9.202E 00	5.2	1.081E-01	31.87	8.173E 00	4.231E-01
30.35	7.185E 00	7.1	9.011E-02	32.40	6.386E 00	4.512E-01
31.35	5.125E 00	4.3	7.295E-02	33.46	4.561E 00	1.552E-01
31.85	4.040E 00	4.5	5.750E-02	33.46	3.595E 00	1.611E-01
31.85	3.776E 00	2.8	5.716E-02	33.99	3.362E 00	9.293E-02
32.35	3.738E 00	2.6	6.013E-02	34.52	3.331E 00	8.603E-02
32.85	3.906E 00	3.2	6.670E-02	35.05	3.483E 00	1.101E-01
33.35	4.521E 00	3.9	8.185E-02	35.58	4.033E 00	1.558E-01
33.85	4.710E 00	2.1	9.036E-02	36.11	4.205E 00	8.874E-02
34.35	4.827E 00	1.9	9.803E-02	36.64	4.312E 00	8.309E-02
34.85	4.452E 00	2.9	9.561E-02	37.17	3.980E 00	1.161E-01
35.35	3.975E 00	3.2	9.021E-02	37.70	3.555E 00	1.131E-01
35.85	3.393E 00	6.0	8.132E-02	38.23	3.037E 00	1.824E-01
36.35	2.773E 00	7.2	7.012E-02	38.75	2.484E 00	1.800E-01
36.85	2.138E 00	4.5	5.698E-02	39.28	1.916E 00	8.720E-02
37.35	1.728E 00	5.4	4.852E-02	39.81	1.550E 00	8.408E-02
37.85	1.448E 00	5.2	4.279E-02	40.34	1.300E 00	6.820E-02
38.35	1.117E 00	4.3	3.472E-02	40.87	1.003E 00	4.338E-02
38.85	1.128E 00	4.0	3.686E-02	41.39	1.014E 00	4.022E-02
39.35	1.028E 00	4.2	3.529E-02	41.92	9.251E-01	3.897E-02
39.85	1.096E 00	4.1	3.949E-02	42.45	9.871E-01	4.092E-02
40.35	1.117E 00	4.3	4.221E-02	42.98	1.006E 00	4.351E-02
40.85	1.159E 00	4.3	4.591E-02	43.50	1.045E 00	4.482E-02
41.35	1.244E 00	3.2	5.163E-02	44.03	1.123E 00	3.589E-02
41.85	1.159E 00	3.7	5.036E-02	44.56	1.047E 00	3.848E-02
42.35	1.055E 00	4.2	4.798E-02	45.08	9.538E-01	4.044E-02
42.85	9.642E-01	4.1	4.585E-02	45.61	8.724E-01	3.597E-02
43.35	9.003E-01	4.5	4.475E-02	46.13	8.152E-01	3.665E-02
43.85	8.030E-01	5.1	4.170E-02	46.66	7.278E-01	3.732E-02
44.35	6.714E-01	4.6	3.640E-02	47.18	6.090E-01	2.827E-02
45.35	6.626E-01	4.4	3.909E-02	48.23	6.021E-01	2.626E-02
46.35	6.274E-01	5.1	4.020E-02	49.28	5.710E-01	2.902E-02
47.35	7.221E-01	4.5	5.015E-02	50.33	6.584E-01	2.959E-02
48.35	8.250E-01	3.4	6.199E-02	51.38	7.536E-01	2.581E-02
49.35	7.256E-01	4.0	5.888E-02	52.43	6.640E-01	2.631E-02
50.35	6.744E-01	3.6	5.900E-02	53.47	6.183E-01	2.220E-02
51.35	6.090E-01	3.7	5.734E-02	54.52	5.594E-01	2.074E-02
52.35	5.860E-01	3.7	5.928E-02	55.56	5.393E-01	1.980E-02
53.35	5.544E-01	4.0	6.016E-02	56.60	5.112E-01	2.043E-02
54.35	5.464E-01	3.8	6.352E-02	57.64	5.048E-01	1.922E-02
55.35	5.124E-01	4.0	6.371E-02	58.69	4.743E-01	1.893E-02
56.35	4.508E-01	4.2	5.987E-02	59.73	4.182E-01	1.752E-02
57.35	4.337E-01	3.8	6.144E-02	60.76	4.031E-01	1.544E-02
58.35	3.977E-01	4.1	6.001E-02	61.80	3.704E-01	1.514E-02
59.35	3.865E-01	4.1	6.205E-02	62.84	3.607E-01	1.464E-02

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 58 NI

Q = -1.454 MEV I = 2+

ECM = 95.834 MEV K = 4.1430/FERMI ETA = 1.74291

LABORATORY DATA				CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	CSIGMA %		THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
5.35	1.777E 02	6.7		5.73	1.549E 02	1.042E 01
5.85	1.614E 02	7.3		6.27	1.407E 02	1.025E 01
6.35	1.265E 02	8.5		6.80	1.103E 02	9.325E 00
6.85	1.245E 02	9.8		7.34	1.086E 02	1.068E 01
7.15	1.082E 02	7.1		7.66	9.438E 01	6.676E 00
7.35	7.888E 01	12.4		7.87	6.881E 01	8.534E 00
7.65	6.981E 01	5.2		8.19	6.091E 01	5.612E 00
7.85	5.089E 01	5.2		8.41	4.435E 01	4.076E 00
8.35	4.424E 01	11.3		8.94	3.860E 01	4.380E 00
8.65	2.210E 01	16.0		9.26	1.929E 01	3.079E 00
8.85	1.365E 01	16.6		9.46	1.192E 01	1.983E 00
9.35	6.313E 00	19.5		10.01	5.511E 00	1.072E 00
9.65	7.010E 00	17.0		10.33	6.120E 00	1.041E 00
9.85	6.661E 00	12.7		10.55	5.816E 00	7.377E-01
10.35	1.901E 01	8.0		11.08	1.660E 01	1.327E 00
10.65	2.012E 01	15.4		11.41	1.757E 01	2.350E 00
10.85	2.853E 01	11.1		11.62	2.492E 01	2.778E 00
11.35	4.311E 01	6.7		12.15	3.767E 01	2.525E 00
11.65	4.673E 01	6.1		12.47	4.083E 01	2.475E 00
11.85	5.021E 01	4.1		12.65	4.388E 01	1.781E 00
12.35	5.268E 01	2.6		13.22	4.692E 01	1.241E 00
12.65	5.371E 01	3.4		13.54	4.696E 01	1.601E 00
12.85	4.859E 01	4.8		13.76	4.248E 01	2.024E 00
13.35	3.375E 01	6.5		14.29	2.952E 01	1.919E 00
13.65	3.437E 01	9.2		14.61	3.007E 01	2.751E 00
13.85	2.564E 01	5.6		14.83	2.243E 01	2.155E 00
14.35	1.422E 01	12.9		15.36	1.244E 01	1.727E 00
14.65	7.583E 00	15.4		15.68	6.637E 00	1.019E 00
14.85	6.858E 00	11.8		15.90	6.038E 00	7.147E-01
15.35	3.295E 00	6.8		16.43	2.885E 00	1.952E-01
15.65	2.923E 00	18.7		16.75	2.560E 00	4.782E-01
15.85	5.520E 00	8.1		16.97	4.835E 00	3.918E-01
16.35	7.966E 00	14.5		17.50	6.980E 00	1.014E 00
16.85	1.201E 01	8.3		18.03	1.053E 01	8.775E-01
17.35	1.734E 01	6.0		18.57	1.520E 01	9.151E-01
17.85	2.005E 01	2.8		19.10	1.759E 01	4.851E-01
18.35	1.980E 01	2.0		19.64	1.738E 01	3.389E-01
18.85	1.762E 01	5.0		20.17	1.546E 01	7.790E-01
19.35	1.496E 01	7.3		20.70	1.314E 01	1.029E 00
19.85	1.061E 01	7.6		21.24	9.319E 00	7.111E-01
20.35	6.539E 00	19.9		21.77	5.747E 00	1.142E 00
20.85	4.001E 00	11.9		22.30	3.518E 00	4.176E-01
21.35	2.635E 00	5.7		22.84	2.318E 00	2.248E-01
21.85	2.647E 00	4.9		23.37	2.329E 00	1.137E-01
22.35	3.245E 00	11.0		23.90	2.857E 00	3.150E-01
22.85	4.144E 00	11.3		24.44	3.650E 00	4.140E-01
23.35	5.620E 00	9.8		24.97	4.952E 00	4.836E-01
23.85	6.463E 00	4.1		25.50	5.698E 00	2.335E-01
24.35	6.881E 00	2.5		26.03	6.069E 00	1.497E-01
24.85	6.713E 00	3.1		26.57	5.925E 00	1.861E-01
25.35	5.870E 00	3.5		27.10	5.183E 00	1.824E-01
25.85	4.713E 00	6.3		27.63	4.164E 00	2.609E-01
26.35	3.643E 00	6.1		28.16	3.220E 00	1.958E-01
26.85	2.492E 00	11.3		28.70	2.204E 00	2.480E-01
27.35	1.769E 00	7.0		29.23	1.566E 00	1.099E-01
27.85	1.596E 00	4.8		29.76	1.413E 00	6.726E-02
28.35	1.377E 00	5.3		30.29	1.220E 00	6.416E-02
28.85	1.683E 00	6.8		30.82	1.492E 00	1.013E-01
29.35	2.114E 00	5.6		31.35	1.875E 00	1.058E-01
29.85	2.326E 00	3.7		31.88	2.064E 00	7.561E-02
30.35	2.567E 00	3.5		32.41	2.280E 00	7.881E-02
30.85	2.480E 00	3.1		32.94	2.204E 00	6.940E-02
31.35	2.521E 00	3.5		33.48	2.242E 00	7.954E-02
31.85	2.239E 00	4.8		34.01	1.992E 00	9.475E-02
32.35	1.982E 00	5.2		34.54	1.764E 00	9.165E-02
32.85	1.644E 00	5.7		35.07	1.464E 00	8.285E-02
33.35	1.395E 00	5.4		35.60	1.244E 00	6.709E-02
33.85	1.077E 00	4.6		36.13	9.607E-01	4.433E-02
34.35	1.073E 00	4.4		36.65	9.576E-01	4.246E-02
34.85	9.883E-01	4.2		37.18	8.828E-01	3.742E-02
35.35	9.407E-01	4.7		37.71	8.409E-01	3.935E-02
35.85	1.137E 00	4.6		38.24	1.017E 00	4.700E-02
36.35	1.062E 00	4.3		38.77	9.508E-01	4.131E-02
36.85	1.205E 00	2.9		39.30	1.079E 00	4.198E-02
37.35	1.266E 00	3.8		39.83	1.135E 00	4.264E-02
37.85	1.244E 00	2.8		40.36	1.116E 00	4.267E-02
38.35	1.103E 00	5.3		40.88	9.899E-01	5.227E-02
38.85	1.064E 00	4.6		41.41	9.556E-01	4.401E-02
39.35	8.307E-01	5.6		41.94	7.469E-01	4.213E-02
39.85	7.966E-01	5.5		42.47	7.168E-01	3.961E-02
40.35	6.650E-01	5.7		42.99	5.988E-01	3.395E-02
40.85	5.603E-01	5.8		43.52	5.050E-01	2.905E-02
41.35	6.001E-01	4.6		44.05	5.413E-01	2.498E-02
41.85	5.701E-01	4.7		44.58	5.146E-01	2.416E-02
42.35	5.593E-01	4.7		45.10	5.053E-01	2.393E-02
42.85	5.755E-01	4.7		45.63	5.240E-01	2.439E-02
43.35	5.646E-01	4.8		46.15	5.109E-01	2.435E-02
43.85	6.004E-01	4.6		46.68	5.438E-01	2.489E-02
44.35	5.644E-01	4.8		47.21	5.116E-01	2.439E-02
45.35	4.852E-01	5.3		48.26	4.406E-01	2.347E-02
46.35	4.152E-01	5.8		49.31	3.777E-01	2.189E-02
47.35	3.916E-01	5.2		50.35	3.568E-01	1.844E-02
48.35	3.282E-01	12.7		51.40	2.996E-01	3.798E-02
49.35	2.965E-01	5.7		52.45	2.712E-01	1.545E-02
50.35	3.468E-01	4.9		53.49	3.178E-01	1.542E-02
51.35	3.423E-01	4.8		54.54	3.142E-01	1.506E-02
52.35	3.037E-01	5.2		55.58	2.793E-01	1.456E-02
53.35	3.099E-01	5.2		56.63	2.856E-01	1.479E-02
54.35	2.378E-01	6.0		57.67	2.196E-01	1.311E-02

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 58 NI

Q = -2.459 MEV I = 4+

ECM = 94.829 MEV K = 4.1212/FERMI ETA = 1.75212

LABRATORY DATA				CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %		THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
7.15	4.007E C0	24.8		7.66	3.493E 00	8.664E-01
7.35	3.346E C0	47.1		7.88	2.916E 00	1.374E 00
7.65	4.939E CC	22.4		8.20	4.306E 00	9.656E-01
7.85	7.084E C0	18.8		8.41	6.177E C0	1.164E 00
8.35	8.676E C0	16.9		8.95	7.566E 00	1.282E 00
8.65	7.069E C0	18.8		9.27	6.165E 00	1.158E 00
8.85	7.060E 00	18.8		9.48	6.157E C0	1.158E 00
9.35	1.052E C1	11.9		10.02	9.179E 00	1.096E 00
9.65	1.140E C1	16.4		10.34	9.942E 00	1.034E 00
9.85	5.409E C0	14.0		10.55	4.720E 00	6.628E-01
10.35	6.857E CC	10.5		11.09	5.984E 00	6.258E-01
10.65	5.611E C0	16.5		11.41	4.897E 00	5.162E-01
10.85	4.993E C0	12.3		11.62	4.358E 00	5.342E-01
11.35	4.053E C0	13.6		12.16	3.538E 00	4.817E-01
11.65	2.574E C0	15.6		12.48	2.247E C0	3.503E-01
11.85	2.968E 00	11.2		12.69	2.592E 00	2.914E-01
12.35	1.137E C0	18.2		13.23	9.929E-01	1.805E-01
12.65	1.524E C0	20.3		13.55	1.332E C0	2.698E-01
12.85	8.776E-C1	20.7		13.76	7.668E-01	1.588E-01
13.35	5.153E-C1	27.0		14.30	4.504E-C1	1.216E-01
13.65	4.621E-01	34.9		14.62	4.039E-01	1.409E-01
13.85	3.646E-C1	32.1		14.83	3.187E-C1	1.024E-01
14.35	7.668E-C1	18.1		15.37	6.706E-01	1.211E-01
14.65	4.665E-01	36.5		15.69	4.081E-01	1.490E-01
14.85	1.582E C0	5.7		15.90	1.384E 00	1.348E-01
15.35	2.210E C0	8.3		16.44	1.933E 00	1.597E-01
15.65	2.528E 00	15.8		16.76	2.213E C0	3.486E-01
15.85	3.833E C0	5.3		16.97	3.355E 00	1.765E-01
16.35	3.184E C0	4.9		17.51	2.788E 00	1.355E-01
16.85	3.421E C0	5.3		18.04	2.997E 00	1.573E-01
17.35	2.679E C0	7.7		18.57	1.818E C0	1.394E-01
17.85	1.647E 00	8.1		19.11	1.444E C0	1.164E-01
18.35	8.726E-C1	5.3		19.64	7.652E-01	7.098E-02
18.85	6.968E-01	13.5		20.18	6.113E-01	8.221E-02
19.35	6.082E-C1	10.0		20.71	5.337E-01	5.334E-02
19.85	6.271E-C1	11.5		21.24	5.505E-01	6.358E-02
20.35	5.147E-01	12.1		21.78	4.520E-01	5.469E-02
20.85	7.199E-C1	8.6		22.31	6.326E-01	5.465E-02
21.35	7.505E-C1	8.5		22.84	6.597E-01	5.580E-02
21.85	7.640E-01	7.4		23.38	6.719E-01	4.945E-02
22.35	6.279E-C1	8.1		23.91	5.525E-01	4.492E-02
22.85	6.905E-01	7.8		24.44	6.078E-01	4.725E-02
23.35	6.894E-01	7.8		24.98	6.072E-01	4.727E-02
23.85	4.302E-01	11.2		25.51	3.790E-01	4.235E-02
24.35	4.601E-01	9.5		26.04	4.056E-01	3.868E-02
24.85	3.138E-C1	12.2		26.58	2.768E-01	3.388E-02
25.35	2.611E-01	11.4		27.11	2.304E-01	2.638E-02
25.85	2.878E-01	11.4		27.64	2.541E-01	2.909E-02
26.35	2.547E-C1	12.2		28.17	2.250E-01	2.735E-02
26.85	2.480E-01	12.3		28.70	2.192E-01	2.698E-02
27.35	2.488E-01	12.3		29.24	2.200E-01	2.706E-02
27.85	2.640E-C1	11.6		29.77	2.336E-01	2.720E-02
28.35	2.342E-01	12.4		30.30	2.074E-01	2.565E-02
28.85	3.284E-C1	8.7		30.83	2.909E-01	2.541E-02
29.35	3.057E-C1	9.1		31.36	2.710E-01	2.454E-02
29.85	2.956E-G1	9.2		31.89	2.622E-01	2.412E-02
30.35	1.863E-C1	11.6		32.42	1.653E-01	1.922E-02
30.85	3.040E-C1	9.0		32.96	2.699E-01	2.427E-02
31.35	2.011E-01	11.2		33.49	1.787E-01	1.994E-02
31.85	1.628E-01	12.4		34.02	1.448E-01	1.799E-02
32.35	1.780E-01	11.9		34.55	1.584E-01	1.882E-02
32.85	1.152E-C1	14.6		35.08	1.025E-01	1.498E-02
33.35	1.105E-01	12.6		35.61	9.842E-02	1.240E-02
33.85	1.460E-01	11.1		36.14	1.301E-01	1.443E-02
34.35	1.475E-C1	11.0		36.67	1.316E-01	1.450E-02
34.85	1.681E-01	10.4		37.20	1.500E-01	1.553E-02
35.35	2.122E-G1	9.2		37.73	1.896E-01	1.744E-02
35.85	1.486E-C1	11.0		38.25	1.328E-01	1.460E-02
36.35	1.928E-01	9.6		38.78	1.725E-01	1.664E-02
36.85	1.360E-01	11.5		39.31	1.218E-01	1.398E-02
37.35	7.718E-C2	15.3		39.84	6.915E-02	1.056E-02
37.85	1.203E-01	12.2		40.37	1.078E-01	1.318E-02
38.35	1.067E-C1	13.0		40.90	9.575E-02	1.242E-02
38.85	1.034E-01	13.2		41.43	9.283E-02	1.224E-02
39.35	4.970E-02	16.7		41.95	4.466E-02	7.465E-03
39.85	8.328E-02	14.7		42.48	7.490E-02	1.098E-02
40.35	6.333E-02	16.8		43.54	5.705E-02	9.593E-03
41.35	5.809E-02	14.7		44.06	5.237E-02	7.681E-03
41.85	1.008E-01	11.2		44.59	9.096E-02	1.019E-02
42.35	9.081E-02	11.7		45.12	8.200E-02	9.617E-03
42.85	7.902E-02	12.6		45.64	7.141E-02	8.983E-03
43.35	7.654E-02	12.8		46.17	6.923E-02	8.862E-03
43.85	4.269E-02	17.1		46.69	3.864E-02	6.620E-03
44.35	5.554E-02	15.1		47.22	5.032E-02	7.591E-03
45.35	5.008E-02	15.9		48.27	4.545E-02	7.217E-03
46.35	3.674E-C2	18.5		49.32	3.340E-02	6.171E-03
47.35	2.469E-02	19.3		50.37	2.249E-02	4.449E-03
48.35	2.705E-02	18.9		51.42	2.468E-02	4.664E-03
49.35	4.670E-C2	14.4		52.46	4.269E-02	6.140E-03
50.35	2.914E-02	16.4		53.51	2.669E-02	4.383E-03
51.35	4.794E-02	12.8		54.56	4.399E-02	5.635E-03
52.35	4.022E-C2	14.7		55.60	3.698E-02	5.170E-03
53.35	2.627E-02	27.3		56.64	2.420E-02	6.540E-03
54.35	2.107E-C2	19.3		57.69	1.944E-02	3.755E-03
55.35	2.756E-C2	18.9		58.73	2.548E-C2	4.301E-03
56.35	4.345E-C2	13.4		59.77	4.027E-02	5.415E-03
57.35	2.333E-C2	16.4		60.81	2.167E-02	3.560E-03
58.35	2.929E-02	14.3		61.84	2.725E-02	3.991E-03
59.35	2.552E-02	15.7		62.88	2.380E-02	3.734E-03

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 58 NI

Q = -4.500 MEV I = 3-

ECM = 92.788 MEV K = 4.0766/FERMI ETA = 1.77129

LABORATORY DATA			CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
5.35	7.980E 01	9.6	5.74	6.943E 01	6.679E 00
5.85	8.463E 01	9.4	6.27	7.364E 01	6.922E 00
6.35	5.040E 01	12.3	6.81	4.386E 01	5.404E 00
6.85	3.288E 01	15.3	7.34	2.862E 01	4.389E 00
7.15	4.351E 01	8.0	7.67	3.787E 01	3.011E 00
7.35	3.255E 01	15.3	7.88	2.833E 01	4.331E 00
7.65	4.480E 01	7.7	8.20	3.900E 01	3.023E 00
7.85	4.721E 01	7.3	8.42	4.111E 01	2.991E 00
8.35	5.251E 01	6.9	8.95	4.573E 01	3.142E 00
8.65	4.400E 01	7.6	9.27	3.832E 01	2.916E 00
8.85	4.571E 01	8.5	9.49	3.981E 01	3.367E 00
9.35	3.671E 01	6.9	10.02	3.198E 01	2.200E 00
9.65	3.526E 01	5.9	10.35	3.072E 01	1.814E 00
9.85	3.001E 01	8.6	10.56	2.615E 01	2.262E 00
10.35	1.998E 01	10.4	11.10	1.741E 01	1.818E 00
10.65	1.980E 01	7.3	11.42	1.726E 01	1.267E 00
10.85	1.203E 01	13.5	11.63	1.049E 01	1.413E 00
11.35	9.336E 00	9.8	12.17	8.140E 00	7.989E-01
11.65	7.490E 00	24.3	12.49	6.532E 00	1.590E 00
11.85	9.024E 00	6.4	12.70	7.870E 00	5.071E-01
12.35	8.690E 00	6.9	13.24	7.581E 00	5.244E-01
12.65	8.342E 00	9.8	13.56	7.279E 00	7.102E-01
12.85	1.017E 01	6.7	13.77	8.871E 00	5.926E-01
13.35	1.213E 01	6.0	14.31	1.058E 01	6.383E-01
13.65	1.322E 01	6.7	14.63	1.154E 01	7.713E-01
13.85	1.348E 01	5.3	14.84	1.177E 01	6.207E-01
14.35	1.375E 01	4.3	15.38	1.200E 01	5.121E-01
14.65	1.336E 01	7.2	15.70	1.167E 01	8.351E-01
14.85	1.500E 01	3.2	15.91	1.310E 01	4.142E-01
15.35	1.225E 01	5.2	16.45	1.070E 01	5.554E-01
15.65	1.101E 01	7.5	16.77	9.625E 00	7.252E-01
15.85	1.040E 01	4.8	16.98	9.092E 00	4.379E-01
16.35	8.236E 00	5.5	17.52	7.202E 00	3.939E-01
16.85	6.220E 00	7.2	18.05	5.441E 00	3.907E-01
17.35	4.234E 00	8.5	18.59	3.705E 00	3.163E-01
17.85	3.819E 00	6.6	19.12	3.343E 00	2.205E-01
18.35	4.225E 00	4.2	19.66	3.700E 00	1.559E-01
18.85	4.219E 00	5.4	20.19	3.696E 00	2.013E-01
19.35	4.500E 00	4.2	20.72	3.944E 00	1.663E-01
19.85	5.806E 00	3.8	21.26	5.091E 00	1.931E-01
20.35	5.147E 00	3.8	21.79	4.515E 00	1.723E-01
20.85	5.392E 00	3.6	22.33	4.732E 00	1.703E-01
21.35	4.917E 00	4.0	22.86	4.316E 00	1.734E-01
21.85	4.148E 00	4.8	23.39	3.643E 00	1.749E-01
22.35	3.801E 00	4.4	23.93	3.340E 00	1.480E-01
22.85	3.267E 00	4.2	24.46	2.872E 00	1.220E-01
23.35	2.699E 00	4.8	24.99	2.374E 00	1.142E-01
23.85	1.999E 00	5.9	25.53	1.759E 00	1.037E-01
24.35	1.765E 00	4.9	26.06	1.554E 00	7.545E-02
24.85	1.824E 00	5.1	26.59	1.607E 00	8.149E-02
25.35	1.884E 00	4.4	27.13	1.661E 00	7.259E-02
25.85	2.055E 00	4.4	27.66	1.812E 00	7.914E-02
26.35	2.307E 00	4.0	28.19	2.035E 00	8.206E-02
26.85	2.242E 00	4.1	28.72	1.979E 00	8.098E-02
27.35	1.997E 00	4.4	29.26	1.764E 00	7.820E-02
27.85	1.997E 00	5.1	29.79	1.765E 00	8.973E-02
28.35	1.721E 00	5.6	30.32	1.522E 00	8.538E-02
28.85	1.397E 00	5.8	30.85	1.236E 00	7.224E-02
29.35	1.324E 00	5.2	31.38	1.172E 00	6.078E-02
29.85	9.926E-01	5.5	31.92	8.793E-01	4.818E-02
29.85	1.045E 00	5.3	31.92	9.258E-01	4.944E-02
30.35	9.812E-01	5.1	32.45	8.698E-01	4.393E-02
30.85	9.585E-01	5.1	32.98	8.501E-01	4.301E-02
31.35	9.862E-01	4.7	33.51	8.753E-01	4.134E-02
31.85	1.012E 00	5.0	34.04	8.985E-01	4.471E-02
32.35	9.393E-01	5.2	34.57	8.348E-01	4.309E-02
32.85	9.450E-01	5.1	35.10	8.404E-01	4.287E-02
33.35	9.777E-01	4.2	35.63	8.700E-01	3.683E-02
33.85	1.005E 00	4.4	36.16	8.952E-01	3.895E-02
34.35	9.521E-01	4.8	36.69	8.484E-01	4.036E-02
34.85	8.208E-01	5.2	37.22	7.319E-01	3.805E-02
35.35	7.377E-01	5.5	37.75	6.583E-01	3.649E-02
35.85	6.398E-01	5.5	38.28	5.713E-01	3.132E-02
36.35	6.511E-01	5.3	38.81	5.818E-01	3.064E-02
36.85	4.814E-01	6.2	39.34	4.305E-01	2.648E-02
37.35	4.367E-01	6.4	39.87	3.908E-01	2.503E-02
37.85	4.746E-01	6.1	40.40	4.250E-01	2.607E-02
38.35	5.291E-01	5.8	40.92	4.742E-01	2.755E-02
38.85	4.731E-01	6.2	41.45	4.244E-01	2.611E-02
39.35	4.925E-01	6.0	41.98	4.421E-01	2.664E-02
39.85	5.140E-01	5.9	42.51	4.617E-01	2.743E-02
40.35	4.224E-01	6.6	43.04	3.798E-01	2.496E-02
40.85	3.575E-01	7.5	43.56	3.217E-01	2.428E-02
41.35	3.664E-01	6.2	44.09	3.300E-01	2.046E-02
41.85	3.493E-01	6.4	44.62	3.148E-01	2.003E-02
42.35	3.528E-01	6.1	45.15	3.182E-01	1.928E-02
42.85	3.030E-01	6.5	45.67	2.735E-01	1.788E-02
43.35	2.922E-01	6.8	46.20	2.640E-01	1.803E-02
43.85	2.486E-01	7.1	46.72	2.249E-01	1.605E-02
44.35	2.684E-01	6.8	47.25	2.429E-01	1.658E-02
45.35	2.838E-01	6.6	48.30	2.573E-01	1.706E-02
46.35	2.503E-01	7.1	49.35	2.273E-01	1.619E-02
47.35	2.370E-01	6.6	50.40	2.156E-01	1.415E-02
48.35	2.369E-01	6.6	51.45	2.159E-01	1.417E-02
49.35	1.927E-01	7.1	52.50	1.760E-01	1.245E-02
50.35	1.934E-01	6.6	53.54	1.770E-01	1.176E-02
51.35	1.884E-01	6.7	54.59	1.727E-01	1.159E-02
52.35	1.629E-01	6.9	55.63	1.497E-01	1.037E-02
53.35	1.493E-01	7.7	56.68	1.374E-01	1.052E-02
54.35	1.605E-01	7.1	57.72	1.480E-01	1.048E-02
55.35	1.558E-01	7.2	58.76	1.440E-01	1.037E-02
56.35	1.463E-01	7.3	59.80	1.354E-01	9.928E-03
57.35	1.513E-01	6.6	60.84	1.404E-01	9.224E-03
58.35	1.453E-01	6.5	61.88	1.351E-01	8.847E-03
59.35	1.445E-01	6.7	62.92	1.346E-01	9.064E-03

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 60 NI

Q = 0.0 MEV I = 0+

ECM = 97.496 MEV K = 4.1833/FERMI ETA = 1.72984

LABORATORY DATA			RUTHERFORD SIGMA/SR	CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %		THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
3.90	1.774E 05	9.3	6.352E-01	4.17	1.555E 05	1.444E 04
4.40	1.113E 05	7.4	6.456E-01	4.70	9.756E 04	7.221E 03
4.90	7.228E 04	8.6	6.445E-01	5.23	6.335E 04	5.417E 03
5.40	4.825E 04	7.7	6.345E-01	5.77	4.229E 04	3.252E 03
5.90	2.628E 04	11.0	4.924E-01	6.30	2.304E 04	2.533E 03
6.40	1.426E 04	14.4	3.699E-01	6.84	1.251E 04	1.807E 03
6.90	6.460E 03	11.5	2.262E-01	7.37	5.664E 03	6.506E 02
7.10	4.469E 03	4.7	1.754E-01	7.58	3.919E 03	1.843E 02
7.40	3.717E 03	6.7	1.721E-01	7.90	3.260E 03	2.173E 02
7.60	3.328E 03	2.7	1.715E-01	8.12	2.919E 03	7.908E 01
7.90	3.161E 03	1.4	1.901E-01	8.44	2.772E 03	3.880E 01
8.10	3.086E 03	1.1	2.051E-01	8.65	2.707E 03	3.108E 01
8.40	3.182E 03	1.4	2.444E-01	8.97	2.791E 03	3.806E 01
8.60	3.265E 03	2.2	2.756E-01	9.19	2.865E 03	6.291E 01
8.90	3.479E 03	0.4	3.367E-01	9.51	3.052E 03	1.271E 01
9.10	3.156E 03	1.1	3.338E-01	9.72	2.769E 03	3.152E 01
9.40	3.164E 03	2.0	3.808E-01	10.04	2.776E 03	5.508E 01
9.60	3.286E 03	2.7	4.302E-01	10.25	2.884E 03	7.907E 01
9.90	2.942E 03	3.5	4.354E-01	10.57	2.582E 03	9.099E 01
10.10	2.731E 03	3.9	4.379E-01	10.79	2.398E 03	9.274E 01
10.40	2.254E 03	5.5	4.061E-01	11.11	1.978E 03	1.088E 02
10.60	1.932E 03	7.5	3.756E-01	11.32	1.696E 03	1.277E 02
10.90	1.479E 03	9.8	3.214E-01	11.64	1.299E 03	1.267E 02
11.10	1.115E 03	8.2	2.604E-01	11.85	9.789E 02	8.031E 01
11.40	9.450E 02	13.1	2.456E-01	12.17	8.300E 02	1.086E 02
11.60	7.476E 02	8.3	2.082E-01	12.39	6.567E 02	5.482E 01
11.90	4.630E 02	14.3	1.428E-01	12.71	4.067E 02	5.801E 01
12.10	2.496E 02	16.6	8.226E-02	12.92	2.193E 02	3.643E 01
12.40	1.639E 02	15.2	5.953E-02	13.24	1.440E 02	2.184E 01
12.60	7.370E 01	8.7	2.854E-02	13.46	6.477E 01	5.641E 00
12.90	5.335E 01	2.7	2.269E-02	13.78	4.689E 01	1.286E 00
13.10	5.979E 01	3.0	2.699E-02	13.99	5.248E 01	1.585E 00
13.40	7.661E 01	16.2	3.791E-02	14.31	6.735E 01	1.092E 01
13.60	1.296E 02	14.5	6.805E-02	14.52	1.140E 02	1.648E 01
13.90	1.685E 02	12.3	9.646E-02	14.84	1.482E 02	1.817E 01
14.10	2.381E 02	8.9	1.443E-01	15.06	2.094E 02	1.855E 01
14.40	2.479E 02	6.7	1.634E-01	15.38	2.181E 02	1.461E 01
14.60	3.162E 02	3.1	2.201E-01	15.59	2.781E 02	8.495E 00
14.90	3.236E 02	2.6	2.443E-01	15.91	2.848E 02	7.497E 00
15.10	3.372E 02	1.6	2.684E-01	16.12	2.968E 02	4.642E 00
15.40	3.232E 02	2.6	2.782E-01	16.44	2.845E 02	7.459E 00
15.60	3.397E 02	2.1	3.078E-01	16.65	2.991E 02	6.375E 00
15.90	2.861E 02	5.1	2.795E-01	16.97	2.519E 02	1.282E 01
16.40	2.216E 02	7.5	2.449E-01	17.51	1.952E 02	1.457E 01
16.90	1.549E 02	13.3	1.929E-01	18.04	1.365E 02	1.820E 01
17.40	8.073E 01	15.4	1.129E-01	18.57	7.115E 01	1.095E 01
17.90	3.544E 01	26.8	5.544E-02	19.11	3.125E 01	6.388E 00
18.40	8.541E 00	29.1	1.490E-02	19.64	7.533E 00	2.192E 00
18.90	4.188E 00	39.5	8.128E-03	20.17	3.695E 00	1.460E 00
19.40	1.616E 01	18.0	3.478E-02	20.70	1.426E 01	2.563E 00
19.90	3.407E 01	9.8	8.111E-02	21.23	3.009E 01	2.940E 00
20.40	4.812E 01	6.9	1.264E-01	21.77	4.251E 01	2.954E 00
20.90	6.035E 01	2.8	1.744E-01	22.30	5.333E 01	1.518E 00
21.40	6.254E 01	0.8	1.985E-01	22.83	5.529E 01	4.482E-01
21.90	6.110E 01	2.5	2.124E-01	23.36	5.404E 01	1.350E 00
22.40	4.605E 01	6.3	1.750E-01	23.89	4.075E 01	2.582E 00
22.90	3.335E 01	6.3	1.383E-01	24.43	2.952E 01	1.854E 00
23.40	2.055E 01	10.1	9.279E-02	24.96	1.820E 01	1.842E 00
23.90	1.157E 01	14.4	5.681E-02	25.49	1.025E 01	1.472E 00
24.40	6.714E 00	6.6	3.576E-02	26.02	5.952E 00	3.540E-01
24.90	5.713E 00	2.8	3.296E-02	26.55	5.067E 00	1.442E-01
25.40	7.931E 00	2.5	4.947E-02	27.08	7.037E 00	1.764E-01
25.90	1.155E 01	9.1	7.781E-02	27.61	1.026E 01	9.329E-01
26.40	1.407E 01	4.7	1.021E-01	28.14	1.249E 01	5.821E-01
26.90	1.708E 01	1.9	1.335E-01	28.67	1.518E 01	2.827E-01
27.40	1.808E 01	1.4	1.519E-01	29.20	1.607E 01	2.216E-01
27.90	1.874E 01	2.1	1.691E-01	29.73	1.668E 01	3.493E-01
28.40	1.407E 01	4.1	1.360E-01	30.26	1.252E 01	5.151E-01
28.90	1.260E 01	6.1	1.304E-01	30.79	1.122E 01	6.829E-01
29.40	9.919E 00	6.5	1.098E-01	31.32	8.839E 00	5.745E-01
30.40	5.371E 00	5.1	6.778E-02	32.38	4.792E 00	2.458E-01
31.40	3.891E 00	2.7	5.571E-02	33.44	3.475E 00	9.259E-02
32.40	4.438E 00	3.1	7.181E-02	34.50	3.969E 00	1.232E-01
33.40	5.013E 00	2.3	9.129E-02	35.56	4.489E 00	1.049E-01
34.40	4.313E 00	3.9	8.808E-02	36.61	3.867E 00	1.502E-01
35.40	3.196E 00	4.0	7.294E-02	37.67	2.870E 00	1.141E-01
36.40	2.046E 00	5.0	5.201E-02	38.73	1.840E 00	9.128E-02
37.40	1.372E 00	4.7	3.873E-02	39.78	1.236E 00	5.753E-02
38.40	1.148E 00	4.5	3.587E-02	40.84	1.035E 00	4.667E-02
39.40	1.131E 00	3.9	3.900E-02	41.89	1.021E 00	4.013E-02
40.40	1.236E 00	3.7	4.693E-02	42.94	1.118E 00	4.167E-02
41.40	1.150E 00	4.3	4.796E-02	43.99	1.042E 00	4.437E-02
42.40	8.229E-01	4.7	3.759E-02	45.04	7.464E-01	3.529E-02
43.40	6.315E-01	5.1	3.152E-02	46.09	5.737E-01	2.903E-02
44.40	5.554E-01	5.0	3.023E-02	47.14	5.054E-01	2.513E-02
45.40	5.908E-01	4.9	3.500E-02	48.19	5.385E-01	2.627E-02
46.40	6.594E-01	4.6	4.242E-02	49.24	6.020E-01	2.749E-02
47.40	6.400E-01	4.6	4.462E-02	50.29	5.853E-01	2.721E-02
48.40	6.196E-01	4.7	4.673E-02	51.33	5.677E-01	2.680E-02
49.40	5.949E-01	4.9	4.845E-02	52.38	5.460E-01	2.652E-02
50.40	5.094E-01	5.3	4.472E-02	53.42	4.684E-01	2.461E-02
51.40	5.032E-01	5.3	4.754E-02	54.46	4.635E-01	2.452E-02
52.40	4.592E-01	5.6	4.661E-02	55.51	4.237E-01	2.352E-02
53.40	4.325E-01	5.7	4.710E-02	56.55	3.999E-01	2.265E-02
54.40	3.976E-01	5.7	4.637E-02	57.59	3.683E-01	2.105E-02
55.40	4.065E-01	5.8	5.071E-02	58.63	3.773E-01	2.194E-02
56.40	3.944E-01	5.9	5.254E-02	59.66	3.668E-01	2.172E-02
57.40	3.319E-01	6.7	4.716E-02	60.70	3.093E-01	2.071E-02
58.40	2.787E-01	7.1	4.218E-02	61.74	2.602E-01	1.836E-02
59.40	2.727E-01	7.1	4.391E-02	62.77	2.551E-01	1.820E-02

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 60 NI

Q = -1.332 MEV I = 2+

ECM = 96.166 MEV K = 4.1547/FERMI ETA = 1.74178

LABORATORY DATA			CM DATA		
THETA	SIGMA	CSIGMA	THETA	SIGMA	DSIGMA
DEGREE	MB/SR	%	DEGREE	MB/SR	MB/SR
4.90	6.398E 01	23.2	5.24	5.602E 01	1.298E 01
5.40	1.226E 02	13.6	5.77	1.074E 02	1.461E 01
5.90	1.281E 02	15.1	6.31	1.122E 02	1.698E 01
6.40	1.774E 02	7.6	6.84	1.554E 02	1.183E 01
6.90	1.541E 02	7.5	7.37	1.350E 02	1.006E 01
7.10	1.098E 02	6.3	7.59	9.623E 01	6.080E 00
7.40	1.250E 02	10.9	7.91	1.095E 02	1.198E 01
7.60	7.625E 01	5.1	8.12	6.682E 01	6.069E 00
7.90	7.097E 01	12.1	8.44	6.220E 01	7.516E 00
8.10	5.671E 01	13.8	8.66	4.970E 01	6.857E 00
8.40	4.025E 01	10.9	8.98	3.528E 01	3.851E 00
8.60	1.874E 01	19.8	9.19	1.643E 01	3.249E 00
8.90	1.791E 01	15.7	9.51	1.570E 01	2.463E 00
9.10	1.115E 01	24.2	9.72	9.779E 00	2.362E 00
9.40	7.114E 00	8.1	10.04	6.238E 00	5.043E-01
9.60	5.063E 00	28.4	10.26	4.440E 00	1.261E 00
9.90	1.054E 01	11.8	10.58	9.240E 00	1.087E 00
10.10	1.312E 01	20.0	10.79	1.151E 01	2.307E 00
10.40	2.109E 01	10.8	11.11	1.850E 01	1.999E 00
10.60	2.560E 01	13.2	11.33	2.245E 01	2.955E 00
10.90	3.429E 01	10.3	11.65	3.008E 01	3.091E 00
11.10	3.378E 01	9.7	11.86	2.964E 01	2.874E 00
11.40	4.688E 01	4.1	12.18	4.114E 01	1.679E 00
11.60	5.074E 01	6.1	12.39	4.454E 01	2.699E 00
11.90	5.363E 01	3.1	12.71	4.708E 01	1.476E 00
12.10	5.690E 01	3.8	12.93	4.995E 01	1.900E 00
12.40	4.999E 01	2.9	13.25	4.389E 01	1.270E 00
12.60	5.086E 01	3.5	13.46	4.466E 01	1.560E 00
12.90	4.437E 01	5.3	13.78	3.897E 01	2.051E 00
13.10	4.295E 01	5.5	13.99	3.772E 01	2.087E 00
13.40	3.484E 01	8.7	14.31	3.060E 01	2.674E 00
13.60	3.071E 01	8.0	14.53	2.698E 01	2.161E 00
13.90	2.303E 01	9.5	14.85	2.023E 01	1.918E 00
14.10	1.938E 01	10.7	15.06	1.703E 01	1.824E 00
14.40	1.394E 01	15.3	15.38	1.226E 01	1.877E 00
14.60	8.279E 00	22.3	15.59	7.277E 00	1.620E 00
14.90	5.813E 00	11.7	15.91	5.111E 00	5.968E-01
15.10	4.898E 00	18.1	16.13	4.307E 00	7.798E-01
15.40	3.447E 00	6.3	16.45	3.032E 00	1.911E-01
15.60	1.901E 00	27.8	16.66	1.672E 00	4.646E-01
15.90	4.933E 00	9.9	16.98	4.340E 00	4.285E-01
16.40	8.215E 00	13.2	17.51	7.229E 00	9.529E-01
16.90	1.390E 01	9.4	18.05	1.224E 01	1.153E 00
17.40	1.908E 01	3.4	18.58	1.680E 01	5.784E-01
17.90	2.058E 01	2.6	19.11	1.813E 01	4.685E-01
18.40	1.921E 01	2.4	19.65	1.693E 01	4.117E-01
18.90	1.931E 01	3.7	20.18	1.703E 01	6.322E-01
19.40	1.457E 01	7.4	20.71	1.285E 01	9.499E-01
19.90	1.023E 01	10.4	21.24	9.027E 00	9.377E-01
20.40	6.386E 00	10.2	21.78	5.637E 00	5.753E-01
20.90	3.909E 00	8.1	22.31	3.452E 00	2.784E-01
21.40	2.936E 00	3.7	22.84	2.593E 00	9.721E-02
21.90	3.436E 00	6.9	23.37	3.037E 00	2.102E-01
22.40	4.925E 00	7.3	23.90	4.354E 00	3.170E-01
22.90	6.465E 00	6.9	24.44	5.719E 00	3.919E-01
23.40	7.881E 00	3.5	24.97	6.974E 00	2.419E-01
23.90	8.918E 00	2.1	25.50	7.895E 00	1.697E-01
24.40	8.137E 00	2.5	26.03	7.207E 00	1.780E-01
24.90	7.199E 00	3.6	26.56	6.380E 00	2.297E-01
25.40	6.410E 00	5.2	27.09	5.683E 00	2.934E-01
25.90	4.932E 00	8.8	27.62	4.375E 00	3.829E-01
26.40	3.233E 00	9.5	28.15	2.869E 00	2.722E-01
26.90	2.449E 00	5.2	28.69	2.175E 00	1.999E-01
27.40	1.784E 00	4.4	29.22	1.585E 00	6.939E-02
27.90	1.918E 00	6.4	29.75	1.705E 00	1.098E-01
28.40	2.028E 00	5.1	30.28	1.804E 00	9.220E-02
28.90	2.447E 00	5.6	30.81	2.177E 00	1.226E-01
29.40	3.067E 00	4.7	31.34	2.731E 00	1.296E-01
30.40	3.551E 00	2.8	32.40	3.165E 00	8.798E-02
31.40	3.279E 00	4.7	33.46	2.927E 00	1.388E-01
32.40	2.171E 00	5.2	34.51	1.940E 00	1.009E-01
33.40	1.492E 00	5.9	35.57	1.335E 00	7.942E-02
34.40	1.151E 00	3.9	36.63	1.031E 00	3.982E-02
35.40	1.367E 00	4.7	37.69	1.227E 00	5.708E-02
36.40	1.656E 00	3.2	38.74	1.488E 00	4.791E-02
37.40	1.563E 00	3.6	39.80	1.406E 00	5.014E-02
38.40	1.348E 00	4.9	40.85	1.215E 00	5.936E-02
39.40	9.713E-01	4.6	41.90	8.764E-01	4.062E-02
40.40	7.554E-01	4.8	42.96	6.827E-01	3.259E-02
41.40	7.689E-01	4.8	44.01	6.959E-01	3.309E-02
42.40	7.441E-01	3.9	45.06	6.745E-01	2.652E-02
43.40	6.920E-01	4.5	46.11	6.283E-01	2.856E-02
44.40	6.245E-01	4.9	47.16	5.680E-01	2.770E-02
45.40	6.012E-01	4.8	48.21	5.476E-01	2.626E-02
46.40	5.116E-01	5.2	49.26	4.669E-01	2.429E-02
47.40	4.367E-01	5.9	50.30	3.992E-01	2.362E-02
48.40	3.965E-01	6.1	51.35	3.630E-01	2.210E-02
49.40	3.124E-01	6.7	52.40	2.866E-01	1.908E-02
50.40	3.525E-01	6.2	53.44	3.239E-01	2.023E-02
51.40	3.616E-01	6.2	54.48	3.329E-01	2.052E-02
52.40	3.346E-01	6.5	55.53	3.086E-01	1.991E-02
53.40	2.778E-01	7.2	56.57	2.567E-01	1.844E-02
54.40	2.804E-01	7.1	57.61	2.597E-01	1.841E-02
55.40	2.343E-01	7.7	58.65	2.173E-01	1.679E-02
56.40	2.280E-01	7.8	59.69	2.119E-01	1.656E-02
57.40	2.417E-01	7.5	60.72	2.251E-01	1.699E-02
58.40	2.054E-01	8.2	61.76	1.917E-01	1.570E-02
59.40	2.014E-01	8.3	62.80	1.883E-01	1.560E-02

-B-7-

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 60 NI

Q = -2.158 MEV

I = 2+

ECM = 95.340 MEV

K = 4.1368/FERMI

ETA = 1.74931

LABORATORY DATA			CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
9.44	1.720E 00	14.5	10.09	1.507E 00	2.191E-01
9.94	8.900E-01	20.2	10.62	7.801E-01	1.578E-01
10.44	9.300E-01	19.4	11.16	8.154E-01	1.578E-01
10.94	3.940E-01	20.3	11.69	3.455E-01	7.015E-02
11.44	2.830E-01	25.8	12.23	2.482E-01	6.403E-02
11.56	5.190E-01	31.6	12.35	4.553E-01	1.439E-01
11.94	4.330E-01	20.1	12.76	3.799E-01	7.633E-02
12.06	2.600E-01	44.6	12.89	2.281E-01	1.018E-01
12.44	4.150E-01	36.1	13.29	3.642E-01	1.316E-01
12.56	2.600E-01	44.6	13.42	2.282E-01	1.018E-01
12.74	2.940E-01	24.1	13.61	2.580E-01	6.232E-02
12.81	2.600E-01	44.6	13.69	2.282E-01	1.018E-01
12.94	2.970E-01	22.2	13.83	2.607E-01	5.793E-02
13.06	3.630E-01	37.7	13.96	3.187E-01	1.203E-01
13.44	1.730E-01	22.5	14.36	1.519E-01	3.424E-02
13.56	5.190E-01	44.7	14.49	4.557E-01	2.037E-01
13.94	3.260E-01	21.5	14.89	2.863E-01	6.148E-02
14.06	3.460E-01	70.8	15.02	3.039E-01	2.152E-01
14.44	4.360E-01	21.8	15.43	3.830E-01	8.346E-02
14.94	3.940E-01	22.8	15.96	3.462E-01	7.909E-02
15.44	6.440E-01	18.0	16.50	5.661E-01	1.020E-01
15.94	9.760E-01	14.5	17.03	8.582E-01	1.249E-01
16.94	1.250E-01	40.8	18.09	1.100E-01	4.487E-02
17.94	1.450E-01	37.9	19.16	1.277E-01	4.843E-02
18.94	2.370E-01	24.9	20.23	2.088E-01	5.199E-02
19.94	8.900E-02	40.4	21.29	7.849E-02	3.175E-02
20.94	1.250E-01	28.8	22.36	1.103E-01	3.177E-02
21.94	4.200E-02	50.0	23.42	3.710E-02	1.855E-02
22.94	1.000E-02	100.0	24.48	8.841E-03	8.841E-03
24.94	4.000E-02	57.5	26.61	3.543E-02	2.037E-02
25.94	3.500E-02	68.6	27.67	3.103E-02	2.128E-02
26.94	2.100E-02	100.0	28.74	1.864E-02	1.864E-02
27.94	2.100E-02	100.0	29.80	1.866E-02	1.866E-02

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 60 NI

Q = -2.286 MEV I = 0+

ECM = 95.212 MEV K = 4.1340/FERMI ETA = 1.75048

LABORATORY DATA			CM DATA		
THETA	SIGMA	DSIGMA	THETA	SIGMA	DSIGMA
DEGREE	MB/SR	%	DEGREE	MB/SR	MB/SR
9.44	8.600E-01	20.9	10.09	7.536E-01	1.577E-01
9.94	1.040E 00	18.3	10.62	9.115E-01	1.665E-01
10.44	6.100E-01	24.6	11.16	5.348E-01	1.315E-01
10.94	4.120E-01	21.8	11.69	3.613E-01	7.892E-02
11.44	1.890E-01	31.7	12.23	1.658E-01	5.262E-02
11.56	2.080E-01	50.0	12.35	1.824E-01	9.122E-02
11.94	3.460E-01	22.3	12.76	3.035E-01	6.755E-02
12.06	3.630E-01	37.7	12.89	3.185E-01	1.202E-01
12.44	2.080E-01	50.0	13.29	1.825E-01	9.126E-02
12.56	1.040E-01	70.2	13.42	9.126E-02	6.406E-02
12.74	1.210E-01	38.0	13.61	1.062E-01	4.037E-02
12.94	1.330E-01	33.1	13.83	1.167E-01	3.862E-02
13.06	1.560E-01	57.7	13.96	1.369E-01	7.900E-02
13.44	1.210E-01	29.8	14.36	1.062E-01	3.161E-02
13.56	1.040E-01	100.0	14.49	9.131E-02	9.131E-02
13.94	1.930E-01	27.5	14.90	1.695E-01	4.654E-02
14.44	2.490E-01	28.9	15.43	2.187E-01	6.325E-02
14.94	2.280E-01	30.3	15.96	2.003E-01	6.063E-02
15.44	2.280E-01	30.3	16.50	2.004E-01	6.065E-02
15.94	8.510E-01	15.6	17.03	7.482E-01	1.169E-01
16.94	2.700E-01	27.8	18.10	2.376E-01	6.599E-02
17.94	1.040E-01	44.2	19.16	9.157E-02	4.050E-02
18.94	1.780E-01	28.7	20.23	1.568E-01	4.494E-02
19.94	1.040E-01	37.5	21.29	9.171E-02	3.439E-02
20.94	5.200E-02	44.2	22.36	4.589E-02	2.030E-02
21.94	8.200E-02	36.6	23.42	7.243E-02	2.650E-02
22.94	4.200E-02	50.0	24.49	3.713E-02	1.857E-02
23.94	1.000E-02	100.0	25.55	8.849E-03	8.849E-03
24.94	5.400E-02	50.0	26.61	4.783E-02	2.392E-02
25.94	1.700E-02	100.0	27.67	1.507E-02	1.507E-02
26.94	2.100E-02	100.0	28.74	1.864E-02	1.864E-02
27.94	2.100E-02	100.0	29.80	1.866E-02	1.866E-02

- B-9 -

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 60 NI

Q = -2.506 MEV

I = 4+

ECM = 94.992 MEV

K = 4.1292/FERMI

ETA = 1.75251

LABORATORY DATA			CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
9.44	6.410E 00	7.5	10.09	5.616E 00	4.206E-01
9.94	6.010E 00	7.7	10.63	5.267E 00	4.031E-01
10.44	5.980E 00	3.8	11.16	5.242E 00	2.016E-01
10.94	2.940E 00	7.8	11.69	2.578E 00	2.016E-01
11.44	1.810E 00	10.5	12.23	1.587E 00	1.666E-01
11.56	2.390E 00	14.6	12.36	2.096E 00	3.069E-01
11.94	9.520E-01	13.4	12.76	8.350E-01	1.123E-01
12.06	9.860E-01	22.9	12.89	8.649E-01	1.982E-01
12.44	7.790E-01	25.8	13.30	6.835E-01	1.763E-01
12.56	4.670E-01	33.4	13.42	4.097E-01	1.369E-01
12.74	1.380E-01	35.5	13.62	1.211E-01	4.300E-02
12.81	6.230E-01	28.9	13.69	5.467E-01	1.580E-01
12.94	2.520E-01	24.2	13.83	2.211E-01	5.353E-02
13.06	4.670E-01	33.4	13.96	4.099E-01	1.369E-01
13.44	2.420E-01	19.0	14.36	2.124E-01	4.038E-02
13.56	7.270E-01	37.8	14.49	6.382E-01	2.414E-01
13.94	5.490E-01	16.4	14.90	4.821E-01	7.903E-02
14.06	6.920E-01	50.6	15.02	6.077E-01	3.073E-01
14.44	5.810E-01	18.9	15.43	5.103E-01	9.661E-02
14.94	1.060E 00	14.0	15.96	9.313E-01	1.300E-01
15.44	1.580E 00	11.5	16.50	1.389E 00	1.591E-01
15.94	1.450E 00	11.9	17.03	1.275E 00	1.521E-01
16.94	1.040E 00	14.1	18.10	9.149E-01	1.293E-01
17.94	4.570E-01	21.2	19.16	4.023E-01	8.539E-02
18.94	1.780E-01	28.7	20.23	1.568E-01	4.493E-02
19.94	2.670E-01	23.6	21.29	2.354E-01	5.554E-02
20.94	3.320E-01	17.8	22.36	2.930E-01	5.206E-02
21.94	5.920E-01	13.2	23.42	5.228E-01	6.889E-02
22.94	3.430E-01	17.5	24.49	3.032E-01	5.304E-02
23.94	2.490E-01	20.5	25.55	2.203E-01	4.512E-02
24.94	8.100E-02	40.7	26.61	7.174E-02	2.923E-02
25.94	1.210E-01	38.0	27.68	1.073E-01	4.078E-02
26.94	1.450E-01	37.9	28.74	1.287E-01	4.881E-02
27.94	3.320E-01	25.0	29.80	2.950E-01	7.374E-02

- B-10 -

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 60 NI

Q = -4.040 MEV

I = 3-

ECM = 93.458 MEV

K = 4.0957/FERMI

ETA = 1.76683

LABORATORY DATA			CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
9.44	2.770E 01	3.6	10.10	2.425E 01	8.753E-01
9.94	1.843E 01	4.4	10.63	1.613E 01	7.091E-01
10.44	8.450E 00	6.5	11.17	7.399E 00	4.816E-01
10.94	4.620E 00	6.3	11.70	4.046E 00	2.540E-01
11.44	3.720E 00	7.3	12.23	3.259E 00	2.365E-01
11.56	2.750E 00	13.8	12.36	2.409E 00	3.329E-01
11.94	6.370E 00	5.2	12.77	5.582E 00	2.892E-01
12.06	4.260E 00	11.0	12.90	3.733E 00	4.119E-01
12.44	6.230E 00	9.1	13.30	5.460E 00	4.996E-01
12.56	7.010E 00	8.6	13.43	6.144E 00	5.259E-01
12.74	9.500E 00	4.3	13.62	8.328E 00	3.550E-01
12.81	6.960E 00	8.6	13.70	6.101E 00	5.260E-01
12.94	9.240E 00	4.0	13.84	8.101E 00	3.244E-01
13.06	1.002E 01	7.2	13.96	8.785E 00	6.313E-01
13.44	7.480E 00	3.3	14.37	6.560E 00	2.192E-01
13.56	1.215E 01	9.2	14.50	1.066E 01	9.822E-01
13.94	1.300E 01	3.4	14.90	1.140E 01	3.860E-01
14.06	1.490E 01	10.7	15.03	1.307E 01	1.404E 00
14.44	1.215E 01	4.1	15.44	1.066E 01	4.387E-01
14.94	1.032E 01	4.5	15.97	9.058E 00	4.037E-01
15.44	8.140E 00	5.4	16.51	7.147E 00	3.872E-01
15.94	5.730E 00	6.0	17.04	5.032E 00	3.030E-01
16.94	1.720E 00	11.0	18.11	1.512E 00	1.670E-01
17.94	1.266E 00	12.8	19.17	1.113E 00	1.425E-01
18.94	2.728E 00	7.4	20.24	2.401E 00	1.769E-01
19.94	3.960E 00	6.1	21.30	3.488E 00	2.132E-01
20.94	3.571E 00	5.4	22.37	3.148E 00	1.701E-01
21.94	2.890E 00	6.0	23.44	2.550E 00	1.526E-01
22.94	9.030E-01	10.7	24.50	7.974E-01	8.566E-02
23.94	5.920E-01	13.2	25.56	5.233E-01	6.895E-02
24.94	9.690E-01	11.8	26.63	8.574E-01	1.009E-01
25.84	1.246E 00	11.8	27.58	1.103E 00	1.302E-01
26.94	8.510E-01	15.6	28.75	7.545E-01	1.179E-01
27.94	6.850E-01	17.4	29.81	6.080E-01	1.056E-01

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 62 NI

Q = 0.0 MEV I = 0+

ECM = 97.695 MEV K = 4.1918/FERMI ETA = 1.72984

LABORATORY DATA			RUTHERFORD	CM DATA		
THETA	SIGMA	DSIGMA	SIGMA/SR	THETA	SIGMA	DSIGMA
DEGREE	MB/SR	%		DEGREE	MB/SR	MB/SR
3.40	3.719E 05	17.9	7.692E-01	3.63	3.272E 05	5.847E 04
3.90	1.692E 05	12.0	6.057E-01	4.16	1.489E 05	1.788E 04
4.40	9.706E 04	8.8	5.628E-01	4.69	8.541E 04	7.485E 03
4.90	6.372E 04	8.7	5.681E-01	5.22	5.607E 04	4.877E 03
5.40	4.232E 04	10.5	5.565E-01	5.76	3.725E 04	3.902E 03
5.90	2.392E 04	10.8	4.481E-01	6.29	2.105E 04	2.277E 03
6.40	1.208E 04	12.2	3.133E-01	6.82	1.064E 04	1.303E 03
6.90	6.758E 03	11.0	2.367E-01	7.36	5.951E 03	6.526E 02
7.40	4.212E 03	4.5	1.950E-01	7.89	3.709E 03	1.666E 02
7.90	3.706E 03	1.7	2.228E-01	8.42	3.264E 03	5.559E 01
8.40	3.948E 03	2.0	3.033E-01	8.95	3.477E 03	6.786E 01
8.90	4.194E 03	1.0	4.059E-01	9.49	3.695E 03	3.640E 01
9.40	3.603E 03	3.1	4.336E-01	10.02	3.174E 03	9.810E 01
9.90	3.019E 03	4.3	4.469E-01	10.55	2.661E 03	1.143E 02
10.40	2.299E 03	4.0	4.142E-01	11.08	2.027E 03	8.174E 01
10.90	1.422E 03	13.0	3.090E-01	11.62	1.254E 03	1.629E 02
11.40	7.732E 02	12.0	2.009E-01	12.15	6.818E 02	8.152E 01
11.90	3.346E 02	9.4	1.032E-01	12.68	2.952E 02	2.787E 01
12.40	1.067E 02	14.0	3.877E-02	13.21	9.415E 01	1.315E 01
12.90	6.984E 01	2.2	2.970E-02	13.75	6.163E 01	1.372E 00
13.40	1.379E 02	13.4	6.822E-02	14.28	1.217E 02	1.636E 01
13.90	2.424E 02	8.4	1.388E-01	14.81	2.140E 02	1.805E 01
14.40	3.293E 02	3.4	2.170E-01	15.34	2.908E 02	1.003E 01
14.90	3.727E 02	0.6	2.813E-01	15.88	3.293E 02	1.894E 00
15.40	3.605E 02	2.6	3.102E-01	16.41	3.185E 02	8.345E 00
15.90	3.077E 02	6.0	3.007E-01	16.94	2.720E 02	1.632E 01
16.40	2.285E 02	9.7	2.526E-01	17.47	2.021E 02	1.965E 01
16.90	1.325E 02	13.9	1.649E-01	18.00	1.172E 02	1.633E 01
17.40	6.613E 01	25.1	9.244E-02	18.53	5.851E 01	1.470E 01
17.90	2.262E 01	16.4	3.538E-02	19.07	2.002E 01	3.287E 00
18.40	4.242E 00	4.2	7.400E-03	19.60	3.756E 00	1.565E-01
18.90	7.703E 00	24.1	1.495E-02	20.13	6.823E 00	1.648E 00
19.40	2.499E 01	14.9	5.378E-02	20.66	2.214E 01	3.290E 00
20.40	6.159E 01	3.7	1.617E-01	21.72	5.462E 01	2.040E 00
21.40	6.918E 01	1.3	2.195E-01	22.78	6.140E 01	7.939E-01
22.40	4.389E 01	6.8	1.668E-01	23.85	3.898E 01	2.649E 00
23.40	1.685E 01	11.0	7.608E-02	24.91	1.498E 01	1.654E 00
24.40	5.584E 00	2.6	2.974E-02	25.97	4.969E 00	1.282E-01
25.40	1.042E 01	7.4	6.501E-02	27.03	9.283E 00	6.829E-01
26.40	1.834E 01	4.3	1.332E-01	28.09	1.635E 01	6.963E-01
27.40	1.896E 01	1.6	1.593E-01	29.15	1.692E 01	2.718E-01
28.40	1.481E 01	4.4	1.432E-01	30.20	1.323E 01	5.861E-01
29.40	8.122E 00	7.0	8.993E-02	31.26	7.264E 00	5.112E-01
30.40	4.442E 00	4.8	5.606E-02	32.32	3.978E 00	1.894E-01
31.40	3.730E 00	3.3	5.340E-02	33.38	3.343E 00	1.088E-01
32.40	4.535E 00	3.1	7.338E-02	34.43	4.070E 00	1.262E-01
33.40	5.113E 00	2.2	9.311E-02	35.49	4.595E 00	1.014E-01
34.40	4.751E 00	4.3	9.700E-02	36.54	4.274E 00	1.852E-01
35.40	3.047E 00	3.9	6.951E-02	37.60	2.745E 00	1.068E-01
36.40	1.766E 00	5.3	4.487E-02	38.65	1.593E 00	8.454E-02
37.40	1.282E 00	4.8	3.618E-02	39.70	1.158E 00	5.528E-02
38.40	1.146E 00	2.9	3.580E-02	40.76	1.037E 00	2.986E-02
39.40	1.147E 00	4.0	3.954E-02	41.81	1.039E 00	4.167E-02
40.40	1.185E 00	3.3	4.499E-02	42.86	1.075E 00	3.574E-02
41.40	9.308E-01	5.4	3.881E-02	43.91	8.456E-01	4.560E-02
42.40	6.753E-01	5.5	3.084E-02	44.96	6.144E-01	3.366E-02
43.40	5.402E-01	6.3	2.696E-02	46.01	4.922E-01	3.118E-02
44.40	4.863E-01	7.2	2.647E-02	47.05	4.439E-01	3.175E-02
45.40	5.275E-01	6.9	3.124E-02	48.10	4.822E-01	3.323E-02
46.40	5.625E-01	5.6	3.618E-02	49.15	5.150E-01	2.893E-02
47.40	5.715E-01	6.6	3.984E-02	50.19	5.242E-01	3.451E-02
48.40	5.067E-01	7.1	3.821E-02	51.24	4.654E-01	3.326E-02
49.40	4.340E-01	7.0	3.534E-02	52.28	3.994E-01	2.803E-02
50.40	3.546E-01	7.6	3.112E-02	53.32	3.269E-01	2.500E-02
51.40	4.314E-01	7.0	4.075E-02	54.36	3.984E-01	2.780E-02
52.40	3.730E-01	7.5	3.786E-02	55.41	3.451E-01	2.594E-02
53.40	3.255E-01	8.0	3.543E-02	56.45	3.016E-01	2.408E-02
54.40	3.046E-01	9.0	3.552E-02	57.48	2.828E-01	2.558E-02
55.40	3.547E-01	6.6	4.424E-02	58.52	3.300E-01	2.186E-02

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 62 NI

Q = -1.172 MEV

I = 2+

ECM = 96.523 MEV

K = 4.1666/FERMI

ETA = 1.74031

LABORATORY DATA			CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
5.40	2.391E 02	5.0	5.76	2.103E 02	1.055E 01
5.90	1.808E 02	6.0	6.29	1.590E 02	9.555E 00
6.40	1.563E 02	6.7	6.83	1.375E 02	9.181E 00
6.90	1.273E 02	7.6	7.36	1.120E 02	8.558E 00
7.40	9.848E 01	8.6	7.89	8.665E 01	7.435E 00
7.90	5.551E 01	17.9	8.42	4.886E 01	8.748E 00
8.40	3.461E 01	12.2	8.96	3.047E 01	3.725E 00
8.90	1.307E 01	16.2	9.49	1.151E 01	1.863E 00
9.90	1.600E 01	12.5	10.56	1.409E 01	1.757E 00
10.40	2.665E 01	11.7	11.09	2.348E 01	2.746E 00
10.90	4.193E 01	5.7	11.62	3.694E 01	2.102E 00
11.40	5.030E 01	4.5	12.15	4.433E 01	2.015E 00
11.90	5.746E 01	2.5	12.69	5.065E 01	1.283E 00
12.40	5.006E 01	6.5	13.22	4.414E 01	2.867E 00
12.90	4.330E 01	5.8	13.75	3.819E 01	2.229E 00
13.40	2.741E 01	8.5	14.28	2.418E 01	2.054E 00
13.90	1.644E 01	10.7	14.82	1.450E 01	1.554E 00
14.40	8.996E 00	19.1	15.35	7.939E 00	1.516E 00
14.90	4.730E 00	16.4	15.88	4.176E 00	6.832E-01
15.40	3.524E 00	7.9	16.41	3.112E 00	2.458E-01
15.90	6.450E 00	12.0	16.95	5.697E 00	6.836E-01
16.40	1.055E 01	10.8	17.48	9.323E 00	1.010E 00
16.90	1.466E 01	6.7	18.01	1.296E 01	8.723E-01
17.40	1.923E 01	2.8	18.54	1.701E 01	4.803E-01
17.90	2.182E 01	1.8	19.07	1.930E 01	3.561E-01
18.40	2.050E 01	2.6	19.60	1.814E 01	4.749E-01
18.90	1.673E 01	5.9	20.14	1.481E 01	8.673E-01
19.40	1.251E 01	9.1	20.67	1.108E 01	1.012E 00
20.40	5.460E 00	10.7	21.73	4.838E 00	5.172E-01
21.40	2.611E 00	3.8	22.79	2.316E 00	8.753E-02
22.40	4.417E 00	8.8	23.85	3.921E 00	3.466E-01
23.40	7.774E 00	4.8	24.92	6.907E 00	3.318E-01
24.40	7.711E 00	4.0	25.98	6.856E 00	2.746E-01
25.40	5.670E 00	7.0	27.04	5.047E 00	3.533E-01
26.40	2.792E 00	6.4	28.10	2.488E 00	1.594E-01
27.40	1.640E 00	4.3	29.16	1.463E 00	6.332E-02
28.40	2.033E 00	5.0	30.22	1.815E 00	9.128E-02
29.40	2.751E 00	3.3	31.27	2.458E 00	8.059E-02
30.40	3.057E 00	2.8	32.33	2.736E 00	7.624E-02
31.40	2.449E 00	4.9	33.39	2.194E 00	1.081E-01
32.40	1.593E 00	6.1	34.44	1.428E 00	8.724E-02
33.40	1.108E 00	5.8	35.50	9.953E-01	5.757E-02
34.40	1.146E 00	3.9	36.56	1.030E 00	4.015E-02
35.40	1.223E 00	4.9	37.61	1.101E 00	5.395E-02
36.40	1.463E 00	3.6	38.66	1.319E 00	4.807E-02
37.40	1.411E 00	3.9	39.72	1.274E 00	4.916E-02
38.40	1.071E 00	3.8	40.77	9.685E-01	3.716E-02
39.40	7.838E-01	5.3	41.82	7.096E-01	3.767E-02
40.40	7.398E-01	4.4	42.87	6.707E-01	2.922E-02
41.40	5.877E-01	4.6	43.92	5.336E-01	2.450E-02
42.40	6.869E-01	4.8	44.97	6.246E-01	2.983E-02
43.40	6.906E-01	5.5	46.02	6.290E-01	3.459E-02
44.40	6.079E-01	6.6	47.07	5.545E-01	3.685E-02
45.40	5.073E-01	7.1	48.12	4.635E-01	3.308E-02
46.40	4.496E-01	6.4	49.16	4.114E-01	2.632E-02
47.40	4.021E-01	7.9	50.21	3.686E-01	2.916E-02
48.40	2.616E-01	9.9	51.25	2.402E-01	2.367E-02
49.40	3.341E-01	7.9	52.30	3.073E-01	2.442E-02
50.40	2.871E-01	8.5	53.34	2.646E-01	2.250E-02
51.40	2.805E-01	8.6	54.38	2.589E-01	2.235E-02
52.40	2.500E-01	9.1	55.42	2.312E-01	2.108E-02
53.40	2.038E-01	10.1	56.46	1.888E-01	1.914E-02
54.40	1.931E-01	11.4	57.50	1.792E-01	2.036E-02
55.40	1.937E-01	8.9	58.54	1.801E-01	1.611E-02

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 62 NI

Q = -2.225 MEV

I = (0+,2+,4+)

ECM = 95.470 MEV

K = 4.1438/FERMI

ETA = 1.74988

LABORATORY DATA			CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
6.90	1.831E 01	18.3	7.36	1.610E 01	2.940E 00
7.40	1.262E 01	18.0	7.89	1.109E 01	1.993E 00
7.90	1.245E 01	14.0	8.43	1.095E 01	1.534E 00
8.40	9.890E 00	11.1	8.96	8.700E 00	9.668E-01
8.90	1.164E 01	8.4	9.49	1.024E 01	8.564E-01
9.40	1.249E 01	5.4	10.03	1.099E 01	5.954E-01
9.90	1.011E 01	6.0	10.56	8.898E 00	5.355E-01
10.40	8.861E 00	6.4	11.09	7.800E 00	5.019E-01
10.90	7.036E 00	7.2	11.63	6.195E 00	4.470E-01
11.40	5.505E 00	8.1	12.16	4.848E 00	3.914E-01
11.90	3.709E 00	9.9	12.69	3.267E 00	3.227E-01
12.40	1.689E 00	14.7	13.22	1.488E 00	2.189E-01
12.90	9.699E-01	18.7	13.76	8.547E-01	1.602E-01
13.40	9.897E-01	13.6	14.29	8.725E-01	1.189E-01
13.90	1.670E 00	11.0	14.82	1.472E 00	1.621E-01
14.40	2.017E 00	10.0	15.35	1.779E 00	1.785E-01
14.90	2.783E 00	6.6	15.89	2.456E 00	1.622E-01
15.40	2.792E 00	6.6	16.42	2.464E 00	1.623E-01
15.90	3.326E 00	5.0	16.95	2.936E 00	1.454E-01
16.40	2.924E 00	5.3	17.48	2.583E 00	1.361E-01
16.90	2.695E 00	5.5	18.02	2.381E 00	1.298E-01
17.40	2.048E 00	6.3	18.55	1.810E 00	1.142E-01
17.90	1.683E 00	6.6	19.08	1.488E 00	9.791E-02
18.40	1.282E 00	7.5	19.61	1.133E 00	8.539E-02
18.90	1.102E 00	7.4	20.14	9.747E-01	7.223E-02
19.40	9.919E-01	7.8	20.67	8.777E-01	6.848E-02
20.40	1.176E 00	6.9	21.74	1.041E 00	7.231E-02
21.40	1.340E 00	5.2	22.80	1.188E 00	6.205E-02
22.40	1.212E 00	5.5	23.86	1.075E 00	5.908E-02
23.40	1.042E 00	5.9	24.92	9.248E-01	5.478E-02
24.40	6.553E-01	7.5	25.98	5.824E-01	4.347E-02
25.40	5.311E-01	8.3	27.05	4.724E-01	3.922E-02
26.40	5.673E-01	7.9	28.11	5.051E-01	3.995E-02
27.40	5.723E-01	7.3	29.17	5.101E-01	3.721E-02
28.40	6.780E-01	6.0	30.22	6.050E-01	3.630E-02
29.40	5.517E-01	6.7	31.28	4.928E-01	3.279E-02
30.40	5.289E-01	6.7	32.34	4.730E-01	3.156E-02
31.40	3.372E-01	8.5	33.40	3.019E-01	2.568E-02
32.40	3.195E-01	8.7	34.46	2.864E-01	2.501E-02
33.40	3.848E-01	8.0	35.51	3.454E-01	2.746E-02
34.40	3.969E-01	6.6	36.57	3.567E-01	2.342E-02
35.40	2.655E-01	8.2	37.62	2.389E-01	1.961E-02
36.40	2.322E-01	8.9	38.68	2.092E-01	1.855E-02
37.40	1.406E-01	11.4	39.73	1.268E-01	1.448E-02
38.40	1.583E-01	7.7	40.78	1.431E-01	1.103E-02
39.40	1.413E-01	11.1	41.84	1.278E-01	1.420E-02
40.40	1.484E-01	9.0	42.89	1.345E-01	1.216E-02
41.40	1.548E-01	8.9	43.94	1.405E-01	1.244E-02
42.40	1.129E-01	11.5	44.99	1.026E-01	1.181E-02
43.40	9.940E-02	14.4	46.04	9.049E-02	1.299E-02
44.40	1.235E-01	14.1	47.08	1.126E-01	1.586E-02
45.40	7.313E-02	18.3	48.13	6.678E-02	1.219E-02
46.40	1.015E-01	13.1	49.18	9.287E-02	1.214E-02
47.40	7.739E-02	17.7	50.22	7.091E-02	1.256E-02
48.40	5.169E-02	21.7	51.27	4.744E-02	1.030E-02
49.40	5.950E-02	18.5	52.31	5.470E-02	1.012E-02
50.40	7.952E-02	16.0	53.36	7.324E-02	1.171E-02
51.40	4.658E-02	20.9	54.40	4.297E-02	8.975E-03
52.40	5.360E-02	19.5	55.44	4.955E-02	9.647E-03
53.40	6.809E-02	17.3	56.48	6.305E-02	1.091E-02
54.40	5.588E-02	21.0	57.52	5.184E-02	1.087E-02
55.40	4.807E-02	17.9	58.56	4.468E-02	7.985E-03

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 64 NI

Q = 0.0 MEV I = 0+

ECM = 97.880 MEV K = 4.1997/FERMI ETA = 1.72984

LABORATORY DATA			RUTHERFORD	CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	SIGMA/SR	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
4.77	1.370E 02	11.1	1.097E-03	5.08	1.210E 02	1.345E 01
5.27	7.376E 01	16.5	8.797E-04	5.61	6.517E 01	1.073E 01
5.77	4.032E 01	10.5	6.909E-04	6.14	3.563E 01	3.746E 00
6.23	1.962E 01	27.8	4.568E-04	6.63	1.734E 01	4.825E 00
6.27	1.781E 01	12.0	4.254E-04	6.67	1.574E 01	1.887E 00
6.77	9.425E 00	16.1	3.059E-04	7.20	8.330E 00	1.343E 00
7.23	5.830E 00	14.6	2.460E-04	7.69	5.153E 00	7.531E-01
7.27	5.740E 00	10.7	2.476E-04	7.74	5.074E 00	5.410E-01
7.77	4.467E 00	2.0	2.513E-04	8.27	3.949E 00	8.063E-02
8.23	4.515E 00	1.3	3.196E-04	8.76	3.992E 00	5.234E-02
8.27	4.394E 00	2.0	3.172E-04	8.80	3.885E 00	7.728E-02
8.77	4.386E 00	1.5	4.002E-04	9.33	3.879E 00	5.748E-02
9.23	4.334E 00	1.5	4.850E-04	9.82	3.833E 00	5.731E-02
9.27	4.087E 00	1.8	4.653E-04	9.86	3.615E 00	6.536E-02
9.77	3.480E 00	4.7	4.886E-04	10.39	3.079E 00	1.433E-01
10.23	2.855E 00	6.5	4.816E-04	10.88	2.526E 00	1.637E-01
10.27	2.680E 00	5.9	4.592E-04	10.93	2.371E 00	1.398E-01
10.77	1.836E 00	8.4	3.803E-04	11.46	1.625E 00	1.363E-01
11.27	1.029E 00	13.6	2.554E-04	11.99	9.108E-01	1.239E-01
11.77	4.600E-01	14.6	1.357E-04	12.52	4.073E-01	5.950E-02
12.27	1.740E-01	17.5	6.060E-05	13.05	1.541E-01	2.701E-02
12.77	9.810E-02	12.4	4.006E-05	13.58	8.689E-02	1.081E-02
13.27	1.500E-01	14.3	7.138E-05	14.11	1.329E-01	1.905E-02
13.77	2.600E-01	9.6	1.434E-04	14.65	2.304E-01	2.216E-02
14.27	3.510E-01	2.5	2.231E-04	15.18	3.111E-01	7.774E-03
14.77	3.990E-01	2.3	2.908E-04	15.71	3.538E-01	8.158E-03
15.27	3.840E-01	2.4	3.195E-04	16.24	3.406E-01	8.240E-03
15.77	3.150E-01	2.9	2.979E-04	16.77	2.795E-01	8.029E-03
16.27	1.980E-01	9.5	2.120E-04	17.30	1.757E-01	1.668E-02
16.77	1.180E-01	12.6	1.425E-04	17.83	1.048E-01	1.323E-02
17.27	5.410E-02	13.8	7.340E-05	18.36	4.804E-02	6.634E-03
17.77	1.880E-02	22.8	2.857E-05	18.89	1.670E-02	3.811E-03
18.27	5.340E-03	22.1	9.058E-06	19.42	4.745E-03	1.049E-03
18.77	1.330E-02	34.3	2.511E-05	19.95	1.182E-02	4.053E-03
19.27	3.260E-02	13.2	6.830E-05	20.48	2.899E-02	3.815E-03
19.77	6.270E-02	6.1	1.454E-04	21.01	5.578E-02	3.407E-03
20.27	6.730E-02	2.3	1.723E-04	21.54	5.989E-02	1.397E-03
20.77	7.100E-02	2.2	2.002E-04	22.07	6.321E-02	1.380E-03
21.27	6.700E-02	2.2	2.075E-04	22.60	5.967E-02	1.318E-03
21.77	5.500E-02	6.8	1.867E-04	23.13	4.900E-02	3.332E-03
22.27	3.910E-02	8.7	1.452E-04	23.66	3.485E-02	3.039E-03
22.77	2.230E-02	10.4	9.041E-05	24.19	1.988E-02	2.078E-03
23.27	1.200E-02	15.3	5.300E-05	24.72	1.070E-02	1.641E-03
23.77	5.240E-03	14.1	2.517E-05	25.25	4.676E-03	6.586E-04
24.27	4.430E-03	2.6	2.310E-05	25.78	3.955E-03	1.036E-04
24.77	6.830E-03	13.4	3.859E-05	26.31	6.101E-03	8.200E-04
25.27	1.060E-02	5.9	6.479E-05	26.84	9.473E-03	5.630E-04
25.77	1.430E-02	3.9	9.441E-05	27.37	1.279E-02	4.944E-04
26.27	1.610E-02	2.4	1.146E-04	27.90	1.440E-02	3.435E-04
26.77	1.720E-02	1.5	1.319E-04	28.43	1.539E-02	2.354E-04
27.27	1.620E-02	2.7	1.336E-04	28.95	1.451E-02	3.967E-04
27.77	1.368E-02	3.5	1.211E-04	29.48	1.226E-02	4.318E-04
28.27	1.100E-02	5.3	1.045E-04	30.01	9.859E-03	5.216E-04
28.77	8.230E-03	6.2	8.371E-05	30.54	7.380E-03	4.591E-04
29.27	5.840E-03	7.7	6.355E-05	31.07	5.240E-03	4.020E-04
29.77	4.670E-03	4.9	5.429E-05	31.60	4.192E-03	2.038E-04
30.27	3.790E-03	2.5	4.703E-05	32.12	3.404E-03	8.578E-05
30.77	3.730E-03	3.0	4.934E-05	32.65	3.352E-03	9.976E-05
31.27	3.830E-03	4.1	5.395E-05	33.18	3.444E-03	1.403E-04
31.77	4.780E-03	4.4	7.163E-05	33.71	4.301E-03	1.880E-04
32.27	5.230E-03	2.1	8.329E-05	34.23	4.708E-03	9.723E-05
32.77	5.760E-03	2.6	9.739E-05	34.76	5.189E-03	1.333E-04
33.27	5.280E-03	2.2	9.469E-05	35.29	4.759E-03	1.055E-04
33.77	4.760E-03	3.3	9.046E-05	35.81	4.293E-03	1.407E-04
34.27	4.090E-03	4.6	8.229E-05	36.34	3.691E-03	1.715E-04
34.77	3.670E-03	4.4	7.810E-05	36.87	3.314E-03	1.454E-04
35.27	2.940E-03	5.3	6.613E-05	37.39	2.656E-03	1.419E-04
35.77	2.130E-03	7.7	5.059E-05	37.92	1.926E-03	1.492E-04
36.27	1.700E-03	7.8	4.261E-05	38.44	1.538E-03	1.194E-04
36.77	1.330E-03	8.3	3.514E-05	38.97	1.204E-03	1.005E-04
37.27	1.370E-03	3.6	3.814E-05	39.50	1.241E-03	4.511E-05
37.77	1.420E-03	3.5	4.161E-05	40.02	1.287E-03	4.542E-05
38.27	1.320E-03	4.0	4.069E-05	40.55	1.197E-03	4.817E-05
38.77	1.390E-03	3.4	4.505E-05	41.07	1.262E-03	4.339E-05
39.27	1.340E-03	3.5	4.562E-05	41.60	1.217E-03	4.306E-05
39.77	1.240E-03	3.1	4.432E-05	42.12	1.127E-03	3.509E-05
40.27	1.160E-03	3.6	4.349E-05	42.65	1.055E-03	3.848E-05
40.77	1.050E-03	3.6	4.128E-05	43.17	9.558E-04	3.486E-05
41.27	7.750E-04	4.1	3.192E-05	43.69	7.060E-04	2.888E-05
41.77	7.330E-04	5.3	3.161E-05	44.22	6.682E-04	3.555E-05
42.27	5.890E-04	4.6	2.658E-05	44.74	5.373E-04	2.445E-05
42.77	5.250E-04	4.9	2.478E-05	45.27	4.793E-04	2.328E-05
43.27	4.930E-04	5.1	2.433E-05	45.79	4.504E-04	2.293E-05
43.77	3.790E-04	5.4	1.954E-05	46.31	3.465E-04	1.865E-05
44.27	2.540E-04	3.0	1.367E-05	46.84	2.324E-04	6.981E-06
44.77	2.950E-04	3.2	1.657E-05	47.36	2.701E-04	8.534E-06
45.27	3.580E-04	3.1	2.186E-05	48.40	3.283E-04	1.009E-05
45.77	3.570E-04	2.4	2.366E-05	49.45	3.279E-04	7.909E-06
46.27	3.000E-04	3.3	2.153E-05	50.49	2.760E-04	9.081E-06
46.77	2.840E-04	2.3	2.204E-05	51.53	2.617E-04	6.129E-06
47.27	2.770E-04	2.8	2.319E-05	52.58	2.557E-04	7.154E-06

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 64 NI

Q = -1.340 MEV I = 2+

ECM = 96.540 MEV K = 4.1709/FERMI ETA = 1.74180

LABORATORY DATA			CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MS/SR
5.27	3.010E 02	19.3	5.61	2.657E 02	5.138E 01
6.23	1.790E 02	18.7	6.63	1.581E 02	2.949E 01
6.27	1.360E 02	17.4	6.67	1.201E 02	2.093E 01
6.77	1.950E 02	9.5	7.21	1.722E 02	1.634E 01
7.23	1.030E 02	16.3	7.70	9.097E 01	1.484E 01
7.27	1.080E 02	15.8	7.74	9.539E 01	1.510E 01
7.77	6.140E 01	20.7	8.27	5.424E 01	1.122E 01
8.23	3.470E 01	15.8	8.76	3.066E 01	4.850E 00
10.23	1.990E 01	21.2	10.89	1.759E 01	3.722E 00
10.77	3.030E 01	20.5	11.46	2.679E 01	5.483E 00
11.27	4.230E 01	8.9	11.99	3.741E 01	3.343E 00
11.77	4.700E 01	6.4	12.52	4.158E 01	2.672E 00
12.27	5.390E 01	3.6	13.06	4.769E 01	1.717E 00
12.77	4.270E 01	9.4	13.59	3.779E 01	3.558E 00
13.27	2.800E 01	8.5	14.12	2.479E 01	2.116E 00
13.77	1.540E 01	14.2	14.65	1.364E 01	1.930E 00
14.27	7.210E 00	21.4	15.18	6.386E 00	1.364E 00
16.27	8.050E 00	14.9	17.31	7.139E 00	1.064E 00
16.77	1.210E 01	10.2	17.84	1.073E 01	1.100E 00
17.27	1.480E 01	7.4	18.37	1.313E 01	9.761E-01
17.77	1.822E 01	4.9	18.90	1.617E 01	7.953E-01
18.27	1.850E 01	2.4	19.43	1.643E 01	3.942E-01
18.77	1.514E 01	5.5	19.96	1.345E 01	7.346E-01
19.27	1.170E 01	7.0	20.49	1.040E 01	7.313E-01
19.77	9.930E 00	7.5	21.02	8.827E 00	6.578E-01
20.27	5.660E 00	12.6	21.55	5.033E 00	6.358E-01
20.77	2.810E 00	13.8	22.08	2.500E 00	3.452E-01
21.27	3.230E 00	11.1	22.61	2.874E 00	3.204E-01
21.77	3.560E 00	8.3	23.14	3.169E 00	2.626E-01
22.27	5.070E 00	6.2	23.67	4.516E 00	2.806E-01
22.77	5.570E 00	4.2	24.20	4.963E 00	2.067E-01
23.27	6.310E 00	3.1	24.73	5.625E 00	1.765E-01
23.77	5.660E 00	2.5	25.26	5.048E 00	1.257E-01
24.27	5.360E 00	2.6	25.79	4.782E 00	1.267E-01
24.77	5.010E 00	2.3	26.32	4.472E 00	1.026E-01
25.27	4.230E 00	6.3	26.85	3.777E 00	2.375E-01
25.77	2.800E 00	7.8	27.38	2.502E 00	1.948E-01
26.27	2.190E 00	6.9	27.91	1.958E 00	1.350E-01
26.77	1.700E 00	7.4	28.44	1.520E 00	1.118E-01
27.27	1.200E 00	9.8	28.97	1.074E 00	1.047E-01
27.77	1.020E 00	7.4	29.49	9.131E-01	6.795E-02
28.27	1.310E 00	5.5	30.02	1.173E 00	6.511E-02
28.77	1.700E 00	5.7	30.55	1.523E 00	8.728E-02
29.27	1.830E 00	5.7	31.08	1.641E 00	9.414E-02
29.77	2.280E 00	5.0	31.61	2.045E 00	1.023E-01
30.27	2.130E 00	3.2	32.14	1.912E 00	6.086E-02
30.77	1.880E 00	4.7	32.66	1.688E 00	7.885E-02
31.27	1.450E 00	5.3	33.19	1.303E 00	6.964E-02
31.77	1.330E 00	5.8	33.72	1.196E 00	6.977E-02
32.27	1.010E 00	5.3	34.25	9.086E-01	4.786E-02
32.77	9.740E-01	6.6	34.77	8.768E-01	5.797E-02
33.27	8.050E-01	5.7	35.30	7.251E-01	4.098E-02
33.77	7.750E-01	5.3	35.83	6.985E-01	3.731E-02
34.27	8.050E-01	7.5	36.35	7.260E-01	5.474E-02
34.77	1.190E 00	5.2	36.88	1.074E 00	5.568E-02
35.27	1.140E 00	5.6	37.41	1.029E 00	5.734E-02
35.77	1.210E 00	5.5	37.93	1.093E 00	6.017E-02
36.27	1.190E 00	3.9	38.46	1.076E 00	4.204E-02
36.77	1.040E 00	5.5	38.99	9.409E-01	5.202E-02
37.27	1.030E 00	4.6	39.51	9.325E-01	4.264E-02
37.77	9.830E-01	4.5	40.04	8.905E-01	3.968E-02
38.27	8.730E-01	5.3	40.56	7.914E-01	4.161E-02
38.77	7.480E-01	4.3	41.09	6.785E-01	2.930E-02
39.27	6.190E-01	4.6	41.61	5.619E-01	2.596E-02
39.77	5.390E-01	4.5	42.14	4.896E-01	2.180E-02
40.27	5.290E-01	5.5	42.66	4.809E-01	2.654E-02
40.77	6.060E-01	3.1	43.19	5.513E-01	1.719E-02
41.27	4.950E-01	5.2	43.71	4.506E-01	2.349E-02
41.77	5.700E-01	3.9	44.23	5.193E-01	2.041E-02
42.27	5.000E-01	3.9	44.76	4.559E-01	1.787E-02
42.77	4.920E-01	3.9	45.28	4.489E-01	1.734E-02
43.27	3.590E-01	4.5	45.81	3.278E-01	1.461E-02
43.77	3.760E-01	3.0	46.33	3.436E-01	1.014E-02
44.27	2.540E-01	3.2	46.85	2.323E-01	7.453E-03
44.77	2.570E-01	3.1	47.38	2.352E-01	7.175E-03
45.27	2.340E-01	4.1	48.42	2.145E-01	8.754E-03
46.77	2.050E-01	2.7	49.47	1.882E-01	5.068E-03
47.77	1.530E-01	4.7	50.51	1.407E-01	6.676E-03
48.77	1.930E-01	3.1	51.55	1.778E-01	5.573E-03
49.77	1.730E-01	3.7	52.59	1.596E-01	5.886E-03

